ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MARDI 3 NOVEMBRE 1942.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIOLOGIE. — *Hétérogénéité des curares et de leurs propriétés pharmacodynamiques.* Note de M. Louis Lapicque.

Le curare, poison de chasse de certains Indiens de l'Amérique du Sud, est depuis plusieurs siècles un objet de curiosité pour les voyageurs, pour les physiologistes et pour les chimistes, sans que cette curiosité soit épuisée.

C'est d'abord que le curare n'est pas un toxique quelconque; suivant l'expression de Claude Bernard, c'est un outil physiologique permettant de séparer le muscle volontaire de son nerf moteur. C'est ainsi que Claude Bernard a pu démontrer que le muscle possède son excitabilité propre. Mais, pour préciser l'étude de cette excitabilité, il faut évidemment comprendre comment s'opère la disjonction. La question est importante, car de sa solution dépendent des conséquences applicables au fonctionnement intime du système nerveux. Or, elle a donné lieu à des discussions véhémentes, pour le moment assoupies, mais sans que se soit établi un consensus général.

D'ailleurs toute l'histoire du curare est pleine de contradictions. Les chimistes, depuis cent ans, ont décrit une *curarine*, puis d'autres, sans que l'on puisse en trouver aucune capable de servir de base à l'analyse physiologique de la curarisation. Par exemple, pour ne citer que les travaux parus depuis moins de cinq ans, nous trouvons 1° un alcaloïde donné par son auteur comme le principe unique et définitif du curare, mais qui exerce sur le nerf et sur le muscle des actions inconciliables avec ce qu'a décrit Claude Bernard (1); 2° une série de 10 alcaloïdes, extraits par une équipe sous la direction d'un chimiste éminent, et possédant, à des degrés divers, une activité *paralysante* non autrement définie; dans cette série, on ne retrouve clairement aucune des multiples curarines antérieurement décrites (2).

(1) Voir L. Lapicque, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 857; *Bull. Soc. Chim. biol.*, 21, 1939, p. 1400.

(2) Wieland et collaborateurs, *Ann. de Liebig*, 527, 1937, p. 160; 536, 1938, p. 68; 547, 1941, pp. 140 et 156.

Divers pharmacologues, en première ligne R. Boehm [3], ont montré qu'il y avait lieu de distinguer des curares différents, ce qui se comprend, chaque tribu ayant sa technique traditionnelle et des matériaux variables suivant sa zone d'habitat; mais Boehm est resté sur le terrain essentiellement chimique.

Intéressé à la clarification de la notion de curare, en raison d'une théorie personnelle sur la curarisation, j'ai pensé qu'il y avait lieu de préciser physiologiquement ces différences. Au cours de ces dernières années, j'ai étudié, avec Mme Lapicque, un grand nombre d'échantillons de curare fournis obligeamment par des Collègues, ou provenant des collections ethnographiques du Musée du Trocadéro. Nous sommes arrivés à des résultats qui permettent, me semble-t-il, une systématisation intéressante.

Claude Bernard insiste sur le calme dans lequel meurent les animaux curarisés; mais d'autre part on a depuis longtemps signalé des *curares convulsivants*. Sur la Grenouille, quelques curares nous ont donné l'une ou l'autre de ces symptomatologies; l'analyse chronaximétrique de l'état nerveux au cours de l'empoisonnement, avant toute paralysie, montre, dans le premier cas, une égalisation des chronaxies des antagonistes au niveau de la plus grande, comme par le chloral ou le véronal; dans le second cas, une égalisation au niveau de la plus petite ou même au-dessous, comme pour la strychnine ou la caféine.

Avec de nombreux spécimens, nous avons observé quelques combinaisons de ces deux effets; par exemple, les chronaxies baissent d'abord pour remonter ensuite. Sur de tels curares, on peut séparer les substances douées de l'une et de l'autre action; si l'on produit dans la solution de curare un précipité, soit par l'alcool éthylique à 70-80 %, soit par une alcalinisation ménagée, l'agent excitant passe dans le filtrat, l'agent calmant reste sur le filtre. Il s'agit donc de substances différentes caractérisées par des effets diamétralement opposés sur le système nerveux; il y a parallèlement de grandes différences dans les effets sur les muscles.

Avec la substance calmante, si l'on recherche l'efficacité des nerfs sur les muscles un peu après que l'animal est entièrement paralysé, on trouve en général que cette efficacité a disparu. Il y a *curarisation* au sens classique du terme; en même temps, on constate que la chronaxie des muscles a *augmenté*, au moins jusqu'à doubler. Mais avec la substance excitante, au moment où s'installe la paralysie, qui d'ailleurs comporte bien une inertie totale avec suppression des réflexes, mais laisse subsister des spasmes musculaires comme réaction à un ébranlement brusque du corps, l'excitabilité neuromusculaire est restée très vive, et la chronaxie musculaire est *diminuée*, parfois considérablement; dans un stade ultérieur, avec une dose plus forte, l'excitabilité par

---

(3) *Abhandl. d. k. Sachs. Ges. d. Wissens., Math.-Phys. Kl.*, 37-22, 1895, p. 199; 42-24, 1898, p. 1.

le nerf disparaît, sans augmentation de la chronaxie musculaire, qui augmente seulement plus tard. Ainsi il y a bien encore curarisation, mais après des phases diverses qui indiquent un mécanisme différent du cas précédent.

Les descriptions de Claude Bernard, comme l'examen que j'ai fait d'un échantillon de son laboratoire obligeamment communiqué par M. Léon Binet, montrent que ce Maître a travaillé avec du curare de la première espèce. Le curare de la Sorbonne, dont je me suis servi pendant toutes mes recherches, ressemble assez à celui-là pour que j'aie pu le considérer comme identique. Tel est le curare traditionnel; je propose d'appeler *orthocurarisants* les principes qui reproduisent son action; le ou les principes qui possèdent une action différente, notamment une action excitante avec diminution de chronaxie, seront appelés *paracurarisants*.

Quand on veut discuter curarisation, il importe donc de préciser de quel curare on parle; l'emploi d'une *curarine* ne dispense pas de faire cette discrimination. La provenance et la nature du récipient indigène sont des indications à ne pas négliger. Les curares en calebasse (Haut-Orénoque, Vénézuela) sont orthocurarisants; les curares en tubes de bambou (Équateur) sont presque uniquement paracurarisants; les curares en pots de terre (Haut-Amazone, Pérou, Brésil) sont mixtes, avec des proportions diverses de l'un et de l'autre principe.

Mais ces indications ne sont pas suffisantes. Il faut une détermination physiologique, qui est nécessaire aussi au chimiste pour orienter et contrôler sa recherche ([4]). La variation des chronaxies est décisive; elle est facile à reconnaître si l'on a l'habitude de ces mesures et l'outillage approprié (condensateurs). Mais on peut obtenir, sans aucune instrumentation, un renseignement équivalent par un phénomène qui tombe sous le sens.

Dans une dilution à quelques centièmes de normale d'un acide fort, on fait tremper l'extrémité de la patte d'une Grenouille; celle-ci reste d'abord comme indifférente, puis, après un certain nombre de secondes, retire brusquement sa patte (Réflexe de Türck). Les préparations orthocurarisantes injectées à dose juste paralysante ou mieux un peu au-dessous, facilitent ce réflexe, c'est-à-dire raccourcissent le temps de latence, comme le véronal ou le chloral; les préparations paracurarisantes, aux mêmes doses, accroissent l'inhibition de ce réflexe, c'est-à-dire en augmentent le temps de latence, ou même le suppriment, comme la strychnine ou la caféine ([5]). La différence

---

([4]) Déjà Claude Bernard, ne soupçonnant pas l'hétérogénéité et considérant simplement l'efficacité quelle qu'elle soit, regrettait l'absence du contrôle physiologique : « Le meilleur réactif pour reconnaître le principe du curare est assurément la vie, pourtant c'est peut-être le seul qui n'ait pas été essayé » (*Leçons sur les subst. tox. et méd.*, 1857, p. 261).

([5]) L. et M. Lapicque, *Comptes rendus*, 211, 1940, p. 581. Pour le déterminisme de ces expériences, voir *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, pp. 179, 244 et 645.

radicale entre les deux principes curarisants est ainsi mise en lumière d'une façon objective.

Dans une prochaine Communication, j'indiquerai d'autres faits relatifs à cette différence.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Pouvoir cancérigène du benzopyrène selon le degré de purification.* Note de MM. **Gustave Roussy**, **Maurice** et **Paul Guérin**.

Les expérimentateurs, utilisant un même carbure cancérigène synthétique pour provoquer des cancers, ont obtenu des variations dans le pourcentage des résultats, et l'on pouvait se demander si celles-ci n'étaient pas dues, en partie, aux diverses impuretés présentes dans les différents échantillons des corps cancérigènes utilisés. Ces impuretés agiraient soit comme facteur d'inhibition par leur constitution chimique, en exerçant une action antagoniste à celle des carbures cancérigènes, soit comme facteur d'activation, en créant une irritation tissulaire locale, favorable à la cancérisation.

Pour aborder ce problème, nous avons utilisé du benzopyrène préparé à l'Institut du Cancer par M. Sannié et ayant subi une purification plus ou moins poussée, en particulier par chromatographie. Nous avons eu ainsi à notre disposition 4 échantillons différents dont les points de fusion respectifs étaient F 174-176° pour le premier échantillon, qui seul n'avait pas été chromatographié; F 176-177° pour le second; F 177-178° pour le troisième, et F 178,5-180° pour le dernier. Avec chacun des échantillons en solution à 1 °/₀₀ dans l'huile d'olive neutre, 10 rats mâles ou femelles de un an environ furent injectés sous la peau du dos, à la dose de 1^{cm^3} par animal. Dans les résultats nous avons éliminé tous les animaux ayant succombé sans tumeur avant le 4ᵉ mois, toutes les tumeurs étant apparues après ce laps de temps. Elles se développaient en 1 à 3 mois, en général en 2 mois environ.

Dans la première série, nous avons obtenu 6 tumeurs sur 10 animaux, soit un pourcentage de 60 %; les animaux ont succombé à leur tumeur du 5ᵉ mois 1/2 au 9ᵉ mois 1/2, en moyenne après 6 mois 1/2.

Dans la seconde série, le nombre de tumeurs est de 7 pour 9 animaux, oit 78 %; elles tuent les rats dans un laps de temps analogue au précédent, avec une moyenne de 6 mois 1/2 également.

Dans la troisième série, on observe 6 tumeurs sur 8 animaux ayant vécu assez longtemps, c'est-à-dire avec un pourcentage voisin du précédent à 75 %; les tumeurs provoquaient la mort des animaux du 5ᵉ mois 1/2 au 8ᵉ mois, mais dans une moyenne de temps plus élevée, de 7 mois environ.

Enfin dans la dernière série, le nombre de tumeurs augmente toujours, puisqu'il est de 9 tumeurs sur 10 rats, soit 90 %; la période de survie s'étend de 4 mois 1/2 à 10 mois, mais la moyenne s'élève encore un peu jusqu'à 7 mois 1/2.

En comparant les résultats de nos quatre séries, on constate donc que le pourcentage, qui était de 60 % avec le produit le moins purifié, s'élève à 90 % avec celui qui l'était le plus. Par ailleurs, le temps écoulé entre le début de l'expérience et la mort des animaux tend en moyenne à s'accroître peu à peu ; ce délai, qui était de 6 mois 1/2 avec le produit impur, atteint 7 mois 1/2 avec le produit le plus pur. Cet accroissement de 1 mois dans la moyenne des temps paraît due à un allongement de la période de latence des tumeurs, car leur durée d'évolution varie peu, oscillant autour de 2 mois.

On arriverait donc à ce résultat assez paradoxal que la purification du produit cancérigène, en l'espèce le benzopyrène, entraînerait une amélioration du pourcentage des tumeurs, mais avec une augmentation légère de leur phase de latence. Ce dernier point mérite toutefois une réserve par le fait du petit nombre de rats, qui ne permet pas de tirer des conclusions fermes d'une statistique ne portant que sur un nombre restreint d'animaux; par ailleurs la différence du temps entre les deux séries extrêmes, qui est de 1 mois, n'est pas suffisamment marquée pour qu'on lui prête une signification décisive.

En n'accordant qu'une valeur indicative à ces expériences, qui demanderaient des études confirmatives faites sur une plus grande échelle, on peut conclure cependant que la purification du benzopyrène semble favoriser l'éclosion des tumeurs, puisque ce corps donne un pourcentage de celles-ci d'autant plus élevé qu'il est lui-même davantage purifié. Il est donc logique de rechercher une purification de plus en plus poussée des hydrocarbures cancérigènes pour obtenir un produit possédant le maximum d'activité.

M. **Auguste Chevalier** fait hommage à l'Académie de deux Ouvrages qu'il vient de publier dans la Collection « Que sais-je? » : *Le Tabac* (en collaboration avec M. **F. Emmanuel**) *Le Coton* (en collaboration avec M. **Pierre Senay**).

M. **Paul Montel** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage posthume de **Henri Lebesgue**, *Les Coniques*, dont il a écrit la *Préface*.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section de Médecine et Chirurgie en remplacement de M. *A. d'Arsonval* décédé.

Le nombre des votants étant 40,

M. Léon Binet	obtient.............	24 suffrages
M. Georges Schaeffer	»	10 »
M. Henri Piéron	»	4 »

Il y a 2 bulletins blancs.

M. **Léon Binet**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement.

CORRESPONDANCE.

MM. **André Kling**, **Albert Pérard**, **Pierre Chevenard** prient l'Académie de vouloir bien les compter au nombre des candidats à l'une des places vacantes dans la Section des Académiciens libres.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Louis Danty-Lafrance, Jean Chevalier, Louis Couffignal, André Chauvin, G.-L. Blanchard, F. Maurice. *Le Calcul mécanique et la comptabilité. Commémoration du tricentenaire de la machine à calculer.*

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Définition des fonctions plurisousharmoniques.* Note de M. **Pierre Lelong**, présentée par M. Paul Montel.

L'extension de la méthode sousharmonique à l'étude des fonctions de plus de deux variables complexes conduit à définir une classe remarquable de fonctions réelles d'un point M de l'espace C^n des n variables complexes z_1, z_2, ..., z_n. Ces fonctions, que nous appellerons *plurisousharmoniques*, constituent une généralisation des fonctions sousharmoniques quand on passe du plan à l'espace C^n; elles possèdent par ailleurs des propriétés de connexité plus étendues que les simples potentiels de masses négatives définis dans l'espace réel E^{2n} lié à C^n dont elles sont un cas particulier.

Nous dirons qu'une fonction V(M) est sousharmonique sur la variété analytique à une dimension complexe $z_k = \varphi_k(t)$ $(k = 1, 2, \ldots, n)$, si V devient, par cette substitution, une fonction sousharmonique dans le plan de la variable complexe t.

La fonction V(M), qui sera notée également $V(z_1, z_2, \ldots, z_n)$, sera dite plurisousharmonique dans le domaine D de C^n, si elle possède les propriétés suivantes :

a. En tout point de D elle a une valeur réelle déterminée, finie ou égale à $-\infty$; elle prend une valeur finie en un point au moins de D; elle possède une *borne supérieure finie* sur tout domaine intérieur à D.

b. Sur tout plan analytique à une dimension complexe, elle est sousharmonique ou identique à la constante $-\infty$.

Nous noterons

$$(1)\quad L(V, M, r_1, \ldots, r_n) = \frac{1}{(2\pi)^n}\int_0^{2\pi} \cdots \int_0^{2\pi} V(z_1^0 + r_1 e^{i\theta_1}, \ldots, z_n^0 + r_n e^{i\theta_n})\, d\theta_1 \ldots d\theta_n$$

l'intégrale de Lebesgue, moyenne de la fonction V sur l'arête du polycercle $|z_k - z_k^0| \leq r_k$ de centre $M(z_k^0)$. L'arête du polycercle définie par $|z_k - z_k^0| = r_k$ sera notée par $C(M, r_1, \ldots, r_n)$, l'intérieur par $D(M, r_1, \ldots, r_n)$, les nombres r_k étant positifs.

De b résulte seulement la sommabilité de V par rapport à chacune des variables séparément. Un raisonnement par récurrence de $n-1$ à n permet d'établir l'ensemble des propriétés suivantes :

1° Une fonction plurisousharmonique V(M) est semi-continue supérieurement sur C^n (donc mesurable).

2° L'intégrale $L(V, M, r_1, \ldots, r_n)$ possède une valeur finie, fonction non décroissante des variables $\log r_k$.

La démonstration procède à partir de l'existence de l'intégrale (1), écrite d'abord comme intégrale itérée; elle s'appuie sur le lemme suivant : si $f(t, M)$ borné supérieurement est pour M fixé une fonction semi-continue supérieurement de t, et est, pour t fixé appartenant à l'intervalle fermé $a \leq t \leq b$, une fonction sousharmonique de M ou sinon identique à $-\infty$, l'intégrale de Lebesgue

$$F(M) = \int_a^b f(t, M)\, dt, \tag{2}$$

ou bien vaut identiquement $-\infty$, ou bien est une fonction presque partout sousharmonique (donc sommable).

Le même procédé établit l'existence de la moyenne $A(V, M, r_1, \ldots, r_n)$ sur $D(M, r_1, \ldots, r_n)$. L'ensemble $V(M) = -\infty$ est ainsi de mesure $2n$-dimensionnelle nulle dans E^{2n}. Cette propriété ne le caractérise aucunement : l'ensemble est, en effet, de mesure n-dimensionnelle nulle sur $C(M, r_1, \ldots, r_n)$ et, de plus, il a pour trace, sur un plan analytique qu'il ne contient pas, un ensemble de capacité nulle.

La propriété caractéristique des fonctions sousharmoniques s'étend aux fonctions plurisousharmoniques. On a

$$V(M) \leq L(V, M, r_1, \ldots, r_n)$$

et

$$V(M) = \lim L(V, M, r_1, \ldots, r_n),$$

quand le plus grand des nombres r_k tend vers zéro. Notons par γ un polycercle quelconque, c'est-à-dire défini par n inégalités $|z_k - z_k^0| \leq r_k$, $r_k > 0$, portant soit sur les variables z_k elles-mêmes, soit sur des variables z'_k qui se déduisent des z_k par une transformation linéaire pseudoconforme de déterminant non nul. Soit $L(V, M, \gamma)$ la moyenne (1) étendue à l'arête $C(M, \gamma)$ et soit A (V, M, γ) la moyenne de V sur γ lui-même. On est conduit à une nouvelle définition des fonctions plurisousharmoniques :

Pour qu'une fonction V(M), *prenant en chaque point une valeur déterminée fixée ou égale à* $-\infty$ *soit plurisousharmonique, il faut et il suffit qu'elle soit*

semi-continue supérieurement et que l'on ait, γ *étant un polycercle quelconque de centre* M,

(3) $$V(M) \leq L(V, M, \gamma).$$

Le résultat subsiste quand on remplace $L(V, M, \gamma)$ par $A(V, M, \gamma)$.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Contribution à l'étude de l'écoulement autour de deux profils d'aile.* Note de M. **Pierre Schmitt**, présentée par M. Henri Villat.

L'écoulement autour de deux profils d'aile peut se traiter de la manière suivante :

1° Étude de l'écoulement autour de deux cercles;

2° Transformation de ces deux cercles en deux profils simultanément, c'est-à-dire dans le même plan.

La première partie a été traitée par Lagally (*Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 1929, p. 299) qui donne le potentiel et la vitesse en chaque point du plan des deux cercles.

La présente Note a pour but d'étudier un des moyens de parvenir à la seconde partie.

Principe. — Soient donc deux cercles A et A′ quelconques dans un même plan Z. Prenons comme centre O des coordonnées de ce plan un point intérieur au premier cercle A, de telle sorte que ce cercle se transforme en un profil à pointe B dans le plan Z, par une transformation conforme quelconque (dans le cas de la figure, nous avons pris, pour simplifier, une transformation de Joukovsky

$$z = Z + \frac{b^2}{Z}$$

avec $b = \overline{OM}$).

Le second cercle A′ va se transformer aussi en passant dans le plan z. Il deviendra un contour fermé B′, mais naturellement sans pointe puisque A′ est extérieur au cercle A. Prenons alors une nouvelle origine O′ des coordonnées à l'intérieur du contour B′. Si, pour passer dans un plan ζ, nous effectuons une nouvelle transformation conforme du genre de celle de Joukovsky, par exemple

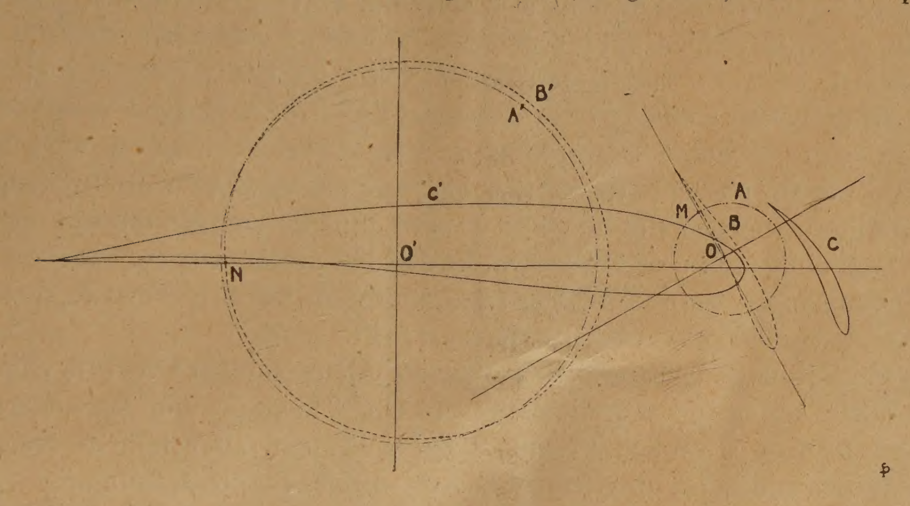
$$\zeta = z' + \frac{c^2}{z'},$$

c étant la distance de l'origine O′ à un point quelconque N du contour B′, ce contour B′ va devenir un contour C′ à pointe, tandis que le profil B se transformera en un nouveau profil C de même nature, puisque B est extérieur à B′.

Résultats. — A défaut de règles encore précises, l'expérience a montré que

les tracés n'offraient aucune difficulté sérieuse : le profil B est construit par la méthode de Trefftz pour les profils Joukovsky, le contour B′, et, dans la deuxième transformation, les contours à pointe C et C′ sont construits point par point en additionnant géométriquement sur l'épure les deux vecteurs Z et b^2/Z ou z et c^2/z facilement calculables.

On pourrait s'attendre à des déformations exagérées de chaque contour. En réalité, dans les cas de recherches de biplans ou d'ailes à fente avant (cas de la figure), le cercle A′ se déplace un peu, mais, en général, se déforme à peine.



Cela provient du fait que, pour les biplans, le cercle A′ est suffisamment loin du centre O de transformation par rapport à la distance OM et que, dans le cas des ailes à fente avant, cette longueur OM est petite.

Le contour B′ est donc peu différent d'un cercle et l'on peut prévoir qu'il deviendra, par la deuxième transformation, un profil d'aile C′ assez semblable à un profil Joukovsky. L'expérience montre que l'on peut même calculer, d'après les règles classiques de construction des profils dérivés d'un cercle, la longueur, l'épaisseur et la courbure de C′. D'autre part, on voit sur la figure que l'on peut calculer (du moins approximativement, et bien plus rigoureusement dans le cas des biplans) le déplacement et la déformation du profil B dans la deuxième transformation. L'interinclinaison des deux profils avec les axes usuels de référence provient de l'angle des axes des deux systèmes de coordonnées lorsque l'on superpose les trois plans Z, z et ζ. Elle est assez peu différente de cet angle et, en tout cas, on peut l'évaluer facilement sur une épure.

Au total, et surtout dans le cas des biplans, on est maître de la longueur, de l'épaisseur et de la courbure des deux profils, et moins rigoureusement de l'entreplan, du décalage et de l'interinclinaison.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la convection vive d'un fluide s'écoulant en régime turbulent permanent le long d'une plaque.* Note de MM. **Yves Rocard** et **Marcel Véron**, présentée par M. Henri Villat.

Dans un écoulement à deux dimensions dirigé suivant Ox au-dessus d'une plaque normale à Oy, la turbulence entretient d'incessants transferts de particules d'une couche d'ordonnée y_2 dans une autre d'ordonnée $y_1 < y_2$.

Pour un fluide engendrant lui-même de la chaleur, due par exemple à une combustion, les transferts de masse d'une couche à l'autre ont, au point de vue calorifique, deux effets : 1° un transfert direct de la chaleur sensible qui préexiste dans le fluide en vertu de sa température : c'est la convection classique; 2° un transfert de matière qui, moins usée par la réaction, dégagera ou absorbera dans la nouvelle couche plus de chaleur sensible que si elle y avait été prise : c'est l'apport propre de la convection vive.

La notion de parcours de mélange l introduite par Prandtl permet d'exprimer facilement ces deux effets et de les relier au frottement.

Appelons T la température, u la vitesse projetée suivant Ox, v' la composante de vitesse turbulente projetée suivant Oy, β la proportion des molécules initiales qui n'ont pas encore réagi, $\pm Q_f$ la chaleur potentielle de réaction complète des molécules initialement contenues dans l'unité de volume.

Par unité de surface et dans l'unité de temps, on admet que la turbulence transfère de y_2 à $y_1 = y_2 - l$ une quantité de chaleur sensible

$$Q_1 = c\rho v'(T_2 - T_1) = (\rho v' l) c \frac{\partial T}{\partial y}.$$

Elle transfère aussi une quantité de chaleur potentielle

$$Q_2 = \pm v' Q_f (\beta_2 - \beta_1) = \pm (\rho v' l) \frac{Q_f}{\rho} \frac{\partial \beta}{\partial y},$$

qui, dans le même temps, se transforme intégralement en chaleur sensible au niveau y_1, sans quoi β_1 varierait et le régime ne serait pas permanent.

Par unité de surface et dans l'unité de temps, on admet que la turbulence transfère de y_2 à y_1 une quantité de mouvement suivant Ox : $\rho v'(u_2 - u_1)$, qui, en régime permanent, équilibre l'effort tangentiel par unité de surface

$$\tau = \rho v'(u_2 - u_1) = (\rho v' l) \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Le rapprochement des trois équations précédentes fournit la combinaison

$$(\rho v' l) = \frac{Q_1}{c \dfrac{\partial \tau}{\partial y}} = \frac{Q_2}{\pm \dfrac{Q_f}{\rho} \dfrac{\partial \beta}{\partial y}} = \frac{Q_1 + Q_2}{c \dfrac{\partial \tau}{\partial y} \pm \dfrac{Q_f}{\rho} \dfrac{\partial \beta}{\partial y}} = \frac{\tau}{\dfrac{\partial u}{\partial y}}.$$

D'où une relation entre la chaleur sensible transférée et le frottement

$$\frac{Q}{c\tau} = \frac{\dfrac{\partial\tau}{\partial y} \pm \dfrac{Q_f}{c\rho}\dfrac{\partial\beta}{\partial y}}{\dfrac{\partial u}{\partial y}}.$$

En fait, les transferts envisagés de y_2 vers y_1 s'accompagnent de transferts de mêmes natures, dirigés de y_1 vers y_2; nous n'écrivons pas ceux-ci, qui auraient fait apparaître des différentielles du deuxième ordre, parce que nous admettons, *comme on le fait implicitement toujours*, qu'ils sont proportionnels aux premiers; l'erreur qui en résulte revient à changer la définition de l, ce qui est sans importance, puisque ce facteur s'élimine *dans la mesure où le profil des températures s'identifie au profil des vitesses*. Bien entendu, c'est la chaleur potentielle échangée *par ses transferts opposés* qui devient sensible.

Si l'on adopte le point de vue de Reynolds et Stanton, qui négligent la couche-limite laminaire interposée entre la paroi et la veine turbulente, et évaluent grossièrement, à travers toute l'épaisseur, les facteurs dérivés par rapport à y, on obtient, entre la chaleur totale Q_p transmise à la paroi et l'effort de frottement f_x sur la paroi, la relation

$$\frac{Q_p}{cf_x} = \frac{(T_\infty - \theta_0) \pm \dfrac{Q_f}{c\rho}(\beta_\infty - \beta_0)}{u_\infty - u_0}, \qquad \text{avec} \quad u_0 = 0, \text{ donc } \beta_0 = 0.$$

En se référant à sa définition, le coefficient de convection prend la forme

$$\alpha_x = \frac{Q_p}{T_\infty - \theta_0} = \frac{cf_x}{u_\infty}\left[1 \pm \frac{\overline{\beta_\infty}}{T_\infty - \theta_0}\frac{Q_f}{c\rho}\right] = [\alpha_x]_1 + [\alpha_x]_2.$$

Si l'on introduit la couche-limite laminaire en y donnant à T et à u les profils envisagés par Prandtl ou par M. Ribaud, il vient :

$$\text{soit} \quad \alpha_x = \frac{Q_p}{T_\infty - \theta_0} = \frac{cf_x}{u_\infty}\,\frac{1 \pm \dfrac{\overline{\beta_\infty - \beta_1}}{T_\infty - \theta_0}\dfrac{Q_f}{c\rho}}{1 + \dfrac{u_1}{u_\infty}(\mathcal{S}^{-1} - 1)} = [\alpha_x]_1 + [\alpha_x]_2, \qquad \text{avec} \quad \frac{u_1}{u_\infty} \sim 0,5,$$

$$\text{soit} \quad \alpha_x = \frac{Q_p}{T_\infty - \theta_0} = \frac{cf_x}{u_\infty}\,\frac{1 \pm \dfrac{\overline{\beta_\infty - \beta_1}}{T_\infty - \theta_0}\dfrac{Q_f}{c\rho}}{1 + 0,75\left(\mathcal{S}^{-\frac{2}{3}} - 1\right)} = [\alpha_x]_1 + [\alpha_x]_2.$$

Visant la réaction dans la couche laminaire, on remplacera $\mathcal{S}$ par

$$\mathcal{S}' = \left[1 \pm 2,30\,\frac{\overline{m}Q_f}{c\rho_0(T_1 - \theta_0)}\right]\mathcal{S}. \qquad \text{(voir \textit{Comptes rendus}, 214, 1942, p. 303).}$$

Dans toutes les hypothèses, le coefficient de convection est formé d'une somme de deux termes : Le premier, $[\alpha_x]_1$, qui reste seul quand $Q_f = 0$, était

déjà acquis. Nous le nommerons *terme de convection morte*, par opposition au second, $[\alpha_x]_2$, qui sera le *terme de convection vive*.

Homogènes à celles obtenues pour le régime laminaire, ces expressions de α_x inspirent encore des commentaires d'intérêt pratique. Ainsi, le terme vif $[\alpha_x]_2$ passe par un maximum après un certain parcours, alors que le terme mort $[\alpha_x]_1$ décroît toujours, en convection turbulente comme en laminaire; par contre, le frottement f_x n'étant lié à la rugosité qu'en régime turbulent, le pouvoir chauffant d'une veine ne devient sensible à la rugosité qu'au-dessus d'un certain débit, pour les flammes comme pour les gaz inertes; etc.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur les régimes de résolution des jets liquides sous l'influence d'un soufflage axial.* Note de M. **Raymond Siestrunck**, présentée par M. Joseph Pérès.

Afin de schématiser les phénomènes de la carburation, j'ai étudié la façon dont se brise une veine liquide placée dans un courant d'air à grande vitesse [1]. Une tuyère fournit le courant d'air, cylindrique et animé d'une vitesse constante sur un parcours suffisant pour provoquer la résolution; le liquide sous pression jaillit hors d'un ajutage, suivant l'axe de la tuyère.

J'ai constaté que la résolution était essentiellement conditionnée par la turbulence de l'air, et j'ai mis en évidence les régimes suivants.

1. *Seuil de pulvérisation.* — Aux basses vitesses V de l'air, on retrouve sans grandes modifications les régimes de résolution connus des jets non soufflés; les gouttes ont un diamètre de l'ordre de celui du jet. *A partir d'une vitesse* V_0 *bien déterminée*, elles continuent à se subdiviser en gouttes notablement plus fines; le seuil V_0 varie avec la vitesse C du liquide suivant une loi qu'on peut prévoir en admettant que les gouttes subissent un effet de sillage de la part du courant d'air, et une action due à la turbulence de ce dernier.

Le sillage [2] d'une goutte émise à la vitesse C dans un vent de vitesse V provoque une succion moyenne tendant à faire éclater la goutte; cette succion est de la forme $\Delta_1 p = C_p(V - C)^2\rho/2$. La turbulence, considérée comme constituée par des masses tourbillonnaires entraînées par le courant général, engendre des rotations tendant aussi, par effet centrifuge, à faire éclater la goutte; une rotation ω provoque en moyenne à la surface d'une goutte de rayon R une surpression égale à $\Delta_2 p = \rho'\omega^2 R^2/3$. En admettant que la tuyère

---

(1) La détente de l'air comprimé de la canalisation donnait au plus 250 m:s pour un diamètre de 2^{cm}, sans amortissement notable sur 4 à 5^{cm}; le jet liquide avait au plus 20 m:s, et ne pouvait donc atteindre spontanément le régime d'atomisation utilisé dans le Diesel.

(2) L'établissement et la stabilité du sillage derrière une goutte en mouvement non uniforme semblent être assurés par l'importance de V par rapport à C, et la préturbulence de la couche limite de long de la partie libre du jet.

présente aux différentes vitesses une turbulence isotrope et des écoulements semblables, on trouve une rotation quadratique moyenne proportionnelle à la vitesse

$$\omega = \mathrm{KV}, \quad \text{avec} \quad \mathrm{K} = 6\pi \frac{u}{\mathrm{V}} \sqrt{\int_0^\infty \frac{n^2}{\mathrm{V}^2} \mathrm{VF}(n) \frac{dn}{\mathrm{V}}},$$

u/V étant l'agitation quadratique moyenne, $\mathrm{F}(n)$ le spectre de fréquences.

Écrivons que l'éclatement des gouttes a lieu lorsque la somme $\Delta_1 p + \Delta_2 p$ dépasse la tension superficielle d'une fraction α (les modifications locales de pression ne pouvant plus être compensées par des variations locales de courbure), il vient

$$\mathrm{C} = \mathrm{V} - \sqrt{\lambda - \lambda' \mathrm{V}^2} \quad \left(\text{où } \lambda = \frac{4\mathrm{A}\alpha}{\rho \mathrm{RC}_p} \text{ et } \lambda' = \frac{2\rho'}{3\rho} \frac{\mathrm{K}^2\mathrm{R}^2}{\mathrm{C}_p}\right).$$

On retrouve ainsi le fait expérimental que le seuil nécessite, même pour les faibles valeurs $\mathrm{C} \sim 0$, un soufflage $\mathrm{V}_0 = \sqrt{\lambda / 1 + \lambda'}$ nettement > 0 (de l'ordre de 35 m:s pour un jet de $0^{\mathrm{mm}},5$ de diamètre). La courbe expérimentale est bien représentée dans le domaine étudié par une formule du type précédent; la détermination de λ et λ' pour l'ajutage décrit ci-dessous conduit à une valeur de α de l'ordre de 0,5 si l'on adopte pour C_p une valeur (0,2) correspondant à l'écoulement supra-critique autour d'une sphère.

2. *Régime de pulvérisation.* — Quand V croît à partir de V_0, l'influence de la turbulence de l'air se fait sentir sur la veine même : la partie continue du



$\mathrm{R} = 0^{\mathrm{cm}},022$, V = 65 m:s, C = 7 m:s (eau).

jet présente à l'extrémité des renflements liquides dus vraisemblablement à l'amplification par effet de sillage des oscillations naturelles du jet; les étranglements séparant deux renflements consécutifs disparaissent : l'instantané révèle dans le courant des amas régulièrement répartis qui éclatent vite en gouttes fines. Soient dans la partie continue du jet deux renflements à la distance l : le sillage du premier, en dépression, aspire la partie de la veine qui le joint au front du deuxième, en surpression; la différence de pression étant de la forme $\Delta p = \mathrm{C}_p(\mathrm{V} - \mathrm{C})^2 \rho/2$, écrivons que la résolution a lieu au temps T, lorsque la section S de la partie amincie est suffisamment faible pour

être brisée par la turbulence de l'écoulement; on a

$$Q = \int_0^T \frac{\Delta p}{\rho' l} S(t)\, t\, dt,$$

Q étant le débit aspiré par le renflement amont. En supposant $\Delta p = \text{const.}$ pendant la résolution, et Q peu variable avec V, on obtient pour la longueur de résolution moyenne (³)

$$L = CT = K\frac{C}{\sqrt{\Delta p}} = \frac{\lambda C}{V - C}.$$

Cette formule à une seule constante λ représente parfaitement le réseau de courbes expérimentales dans l'intervalle de V où le jet se pulvérise.

3. *Régime d'atomisation.* — Pour les vitesses supérieures à 150 m:s, la turbulence du courant d'air est tellement élevée, et le frottement sur la veine liquide tellement fort, que celle-ci éclate en gouttes microscopiques, correspondant au régime d'atomisation.

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Extension de l'emploi de la carte nomographique (¹) à la transposition des matériaux et à la transcription des tracés d'organes.* Note (²) de M. **Raymond de Fleury**.

Cette Note fait suite aux travaux confiés par le Ministère de l'Air.

Le problème général. — A partir d'un organe éprouvé sous des conditions fonctionnelles définies, la solution est donnée par les quatre rapports indimensionnels λ, σ, θ, ε, des portées d'ensemble, des hauteurs, largeurs, épaisseurs des sections de l'organe transposé et d'un organe primitif, en fonction du rapport ϖ_T des charges totales et des rapports η, μ, δ, des limites élastiques, modules d'élasticité, densités des matériaux correspondants. Le rapport ϖ_M des poids morts des deux organes en résulte $\varpi_M = \lambda[(\sigma + \theta)/2]\varepsilon\delta$.

Les rapports des sécurités nominales et des stabilités fonctionnelles. — Dans le cas le plus fréquent d'organes assujettis à conserver même longueur et des contours semblables de section sous une charge donnée ($\sigma = \theta$; $\lambda = 1$; $\varpi_T = 1$), les rapports des contraintes en traction-compression (O), des moments résistants en flexion : globaux (I), sectionnels (III) et locaux (V), lesquels mesurent les rapports des *taux de sécurité nominaux*, puis les rapports des rigidités mesurées par l'inverse des déformations globales (II), sectionnelles (IV) et locales (VI), lesquelles mesurent les rapports des *taux de stabilités fonctionnels*,

(³) En raison du caractère essentiellement fluctuant des phénomènes dus à la turbulence, il ne peut être question que d'une longueur moyenne; l'expérimentation demande une détermination statistique de L.

(¹) *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 712.

(²) Séance du 8 août 1942.

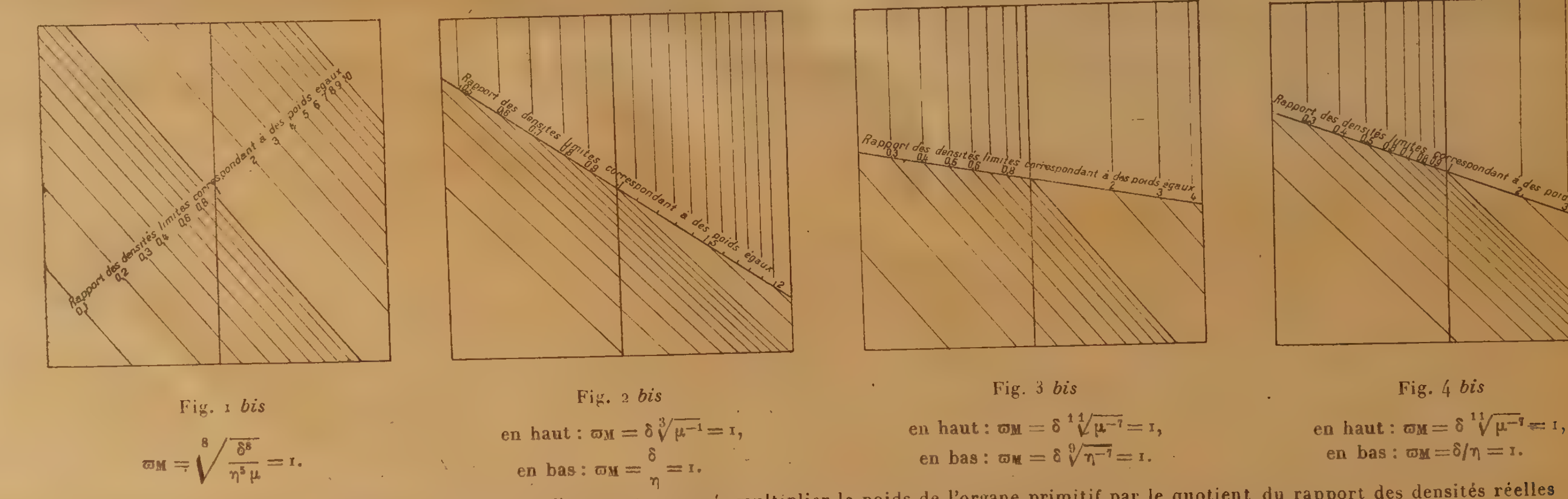


Fig. 1

$\sigma = \sqrt[8]{\frac{\mu}{\eta^3}}$; $\varepsilon = \sqrt[4]{\frac{1}{\eta\mu}}$.

Fig. 2

en haut : $\varepsilon = \sqrt[3]{\frac{1}{\mu}}$; en bas : $\varepsilon = \frac{1}{\eta}$.

Fig. 3

en haut $\begin{cases} \sigma = \sqrt[11]{\mu^{-3}} \\ \varepsilon = \sqrt[11]{\mu^{-5}} \end{cases}$; en bas $\begin{cases} \sigma = \sqrt[8]{\mu/\eta^3} \\ \varepsilon = \sqrt[4]{1/\eta\mu} \end{cases}$.

Fig. 4

en haut $\begin{cases} \sigma = \sqrt[11]{\mu^{-2}} \\ \varepsilon = \sqrt[11]{\mu^{-5}} \end{cases}$; en bas $\begin{cases} \sigma = \sqrt[7]{\eta^{-2}} \\ \varepsilon = \sqrt[7]{\eta^{-3}} \end{cases}$.

Abaques de dimensionnement. — Placer l'axe vertical parallèle à OY et le point 1 sur le corps initial : Lire σ et ε par transparence sur le corps transposé.

Fig. 1 *bis*

$\varpi_M = \sqrt[8]{\frac{\delta^8}{\eta^5\mu}} = 1.$

Fig. 2 *bis*

en haut : $\varpi_M = \delta\sqrt[3]{\mu^{-1}} = 1,$

en bas : $\varpi_M = \frac{\delta}{\eta} = 1.$

Fig. 3 *bis*

en haut : $\varpi_M = \delta\sqrt[11]{\mu^{-7}} = 1,$

en bas : $\varpi_M = \delta\sqrt[9]{\eta^{-7}} = 1.$

Fig. 4 *bis*

en haut : $\varpi_M = \delta\sqrt[11]{\mu^{-7}} = 1,$

en bas : $\varpi_M = \delta/\eta = 1.$

Abaques de poids. — **Pour avoir le poids de l'organe transposé, multiplier le poids de l'organe primitif par le quotient du rapport des densités réelles (du corps transposé et du corps primitif) et du rapport limite lu par transparence sur le corps transposé.**

Transparents mobiles à superposer à la carte nomographique des matériaux.

s'expriment [3] :

$$(\mathrm{O}) = \sigma\varepsilon\eta, \qquad (\mathrm{I}) = \varepsilon\sigma^2\eta, \qquad (\mathrm{II}) = \sigma^3\varepsilon\mu, \qquad (\mathrm{III}) = \frac{\varepsilon^3}{\sigma}\eta,$$

$$(\mathrm{IV}) = \frac{\varepsilon^3}{\sigma^2}\mu, \qquad (\mathrm{V}) = \varepsilon^2\eta, \qquad (\mathrm{VI}) = \varepsilon^3\mu.$$

Premier exemple. — *Flexion, poutres en caissons très minces à grand développement périphérique.* — La rigidité nominale selon (II) est très pléthorique : on peut en négliger le contrôle en dépit des mesures expérimentales des flèches, qui sont sous la dépendance dominante des déformations parasites selon (IV). Le problème est résolu par (IV) = 1 et (I) = 1 (*fig.* 1, 1 *bis*).

Cas particulier d'encombrement imposé, $\sigma = 1$. — La résolution est donnée soit par $\sigma = 1$, (I) = 1, avec contrôle (IV) $\geqq 1$, soit par $\sigma = 1$, (IV) = 1, avec contrôle (I) $\geqq 1$, d'où les deux zones du graphique (*fig.* 2, 2 *bis*).

Deuxième exemple. — *Flexion, poutres en caissons minces à développement périmétrique moyen.* — La rigidité mesurée de l'organe primitif est voisine de celle nominale (II). La résolution se fera soit comme la précédente par (I) = 1 et (IV) = 1, mais avec le contrôle (II) $\geqq 1$; soit, si cette condition n'est pas remplie, par (II) = 1 et (IV) = 1, mais avec le contrôle (I) $\geqq 1$, et graphiquement, par lecture de σ et ε sur le transparent à deux zones (*fig.* 3, 3 *bis*).

Troisième exemple. — *Compression, longues membrures tubulaires minces.* — La dispersion transversale de la matière impose les deux conditions de stabilité (II) = 1, (IV) = 1, avec contrôle de (O) $\geqq 1$. Si cette condition n'est pas remplie, la résolution s'obtient par (O) = 1, (II) = (IV), avec contrôle complémentaire (II) $\geqq 1$. D'où les deux zones du graphique (*fig.* 4, 4 *bis*).

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur les mouvements périodiques d'un corps attiré par deux centres fixes.* Note de M. **Pierre Sémirot**, présentée par M. Jean Chazy.

Le point matériel C est attiré par deux centres fixes P′ et P suivant la loi de Newton. La position du plan P′PC est déterminée par l'angle d'azimut φ, compté à partir d'un plan arbitrairement choisi, et la position du mobile dans le plan P′PC est fixée par ses coordonnées elliptiques λ et μ définies par les relations $2\lambda = r + \rho$, $2\mu = r - \rho$, avec $r = \mathrm{PC}$, $\rho = \mathrm{P'C}$. Soient $2c$ la distance P′P et K^2 et K'^2 les coefficients attractifs des centres P et P′; nous prendrons $c = 1$ et nous supposerons $K^2 \geqq K'^2$. En désignant par T la demi-force vive, par H la fonction hamiltonienne, on a successivement

$$\frac{d\lambda}{dt} = \lambda', \qquad \frac{d\mu}{dt} = \mu', \qquad \frac{d\varphi}{dt} = \varphi', \qquad p = \frac{\partial T}{\partial \lambda'}, \qquad q = \frac{\partial T}{\partial \mu'}, \qquad s = \frac{\partial T}{\partial \varphi'},$$

$$H = \frac{1}{2}\left[\frac{\lambda^2 - 1}{\lambda^2 - \mu^2}p^2 + \frac{1 - \mu^2}{\lambda^2 - \mu^2}q^2 + \frac{1}{(\lambda^2 - 1)(1 - \mu^2)}s^2\right] - \frac{K^2}{\lambda + \mu} - \frac{K'^2}{\lambda - \mu}.$$

---

(3) R. de Fleury, *Comptes rendus*, 177, 1923, pp. 392; 195, 1932, p. 361; *Bull. Soc. Ing. Civils de France*, mars-avril 1938, pp. 323-325; *Bull. Tech. de la Suisse Romande*, 19, 1939, pp. 245-251. *L'Usine*, n° 42, 19 octobre 1939, pp. 31-33.

Les équations différentielles du mouvement prennent la forme canonique

$$(1)\quad \frac{d\lambda}{dt}=\frac{\partial H}{\partial p},\quad \frac{d\mu}{dt}=\frac{\partial H}{\partial q},\quad \frac{d\varphi}{dt}=\frac{\partial H}{\partial s},\quad \frac{dp}{dt}=-\frac{\partial H}{\partial \lambda},\quad \frac{dq}{dt}=-\frac{\partial H}{\partial \mu},\quad \frac{ds}{dt}=-\frac{\partial H}{\partial \varphi}.$$

La solution de ces équations est bien connue et l'on a, en posant

$$R(\lambda)=(\lambda^2-1)[2h\lambda^2+2(K^2+K'^2)\lambda+\alpha]-g^2,$$

$$S(\mu)=(\mu^2-1)[2h\mu^2+2(K^2-K'^2)\mu+\alpha]-g^2,$$

$$I_{11}=\int\frac{d\lambda}{\sqrt{R(\lambda)}},\qquad I_{12}=\int\frac{\lambda^2\,d\lambda}{\sqrt{R(\lambda)}},\qquad I_{13}=\int\frac{g\,d\lambda}{(\lambda^2-1)\sqrt{R(\lambda)}},$$

$$I_{21}=\int\frac{d\mu}{\sqrt{S(\mu)}},\qquad I_{22}=\int\frac{\mu^2\,d\mu}{\sqrt{S(\mu)}},\qquad I_{23}=\int\frac{g\,d\mu}{(1-\mu^2)\sqrt{S(\mu)}},$$

$$(2)\quad\left\{\begin{array}{l}(\pm I_{11})-(\pm I_{21})=A,\qquad (\pm I_{12})-(\pm I_{22})=t+\tau,\qquad \varphi=(\pm I_{13})+(\pm I_{23}),\\[4pt] p=\pm\dfrac{\sqrt{R(\lambda)}}{\lambda^2-1},\qquad q=\pm\dfrac{\sqrt{S(\mu)}}{1-\mu^2},\qquad s=g,\end{array}\right.$$

où α, g, h, A, G, τ désignent des constantes arbitraires.

Pour que le mouvement soit périodique, il est nécessaire que les variables λ et μ aient un mouvement d'oscillation. Chaque polynome $R(\lambda)$ et $S(\mu)$ devra donc admettre au moins deux racines simples. Les racines simples r_1 et r_2 du polynome $R(\lambda)$ et les racines simples ρ_1 et ρ_2 du polynome $S(\mu)$ satisfont aux inégalités suivantes : $1<r_1<r_2$, $-1<\rho_1<\rho_2<1$; et, puisque les polynomes $R(\lambda)$ et $S(\mu)$ figurent sous des radicaux, ces polynomes devront prendre des valeurs positives pour toutes les valeurs de λ et de μ comprises respectivement entre r_1, r_2 et ρ_1, ρ_2. Nous appliquons le théorème de Descartes à l'étude des racines des polynomes $R(\lambda)$ et $S(\mu)$, et nous en déduisons qu'il n'existe pas d'orbites périodiques lorsque la constante des forces vives h est positive ou nulle. Lorsque la constante des forces vives est négative, il est toujours possible de choisir les valeurs des constantes α, g, h, de telle sorte que les variables λ et μ aient un mouvement d'oscillation. Dans le mouvement relatif plan, la trajectoire sera donc contenue dans l'aire comprise entre deux ellipses et deux hyperboles. La dérivée par rapport au temps de la variable φ étant constamment positive, la trajectoire du point matériel C dans l'espace sera contenue dans le volume compris entre deux ellipsoïdes et deux hyperboloïdes ayant pour axe de révolution la droite joignant les deux points fixes. Il n'existe donc pas d'orbites périodiques à chocs dans l'espace.

Recherchons les conditions de périodicité du mouvement. Soient λ_0, μ_0, I^0 les valeurs des variables λ, μ et des intégrales I à l'instant t_0. Les racines r_1, r_2 et ρ_1 et ρ_2 des polynomes $R(\lambda)$ et $S(\mu)$ sont des points critiques réels de $\sqrt{R(\lambda)}$ et de $\sqrt{S(\mu)}$; par conséquent, si les variables λ et μ partant des valeurs λ_0 et μ_0 décrivent respectivement des lacets entourant les points critiques r_1, r_2 d'une part, et ρ_1, ρ_2 d'autre part, les valeurs I^0 des intégrales s'accroîtront de

quantités 2ω telles que

$$\omega_{1i} = [I_{1i}]_{r_1}^{r_2}, \qquad \omega_{2i} = [I_{2i}]_{\rho_1}^{\rho_2} \qquad (i = 1, 2, 3).$$

Si au temps $t_0 + 2T$ les variables λ et μ reprennent les mêmes valeurs λ_0 et μ_0 après avoir décrit respectivement m_1 et m_2 fois les contours fermés contenant les points critiques r_1, r_2 et les deux points critiques ρ_1, ρ_2, les intégrales I_{1i} et I_{2i} prendront, pour cette valeur du temps, les valeurs $I_{1i}^1 = I_{1i}^0 + 2m_1\omega_{1i}$ et $I_{2i}^1 = I_{2i}^0 + 2m_2\omega_{2i}$. Pour que le mouvement dans l'espace soit périodique, il faut que, pour t augmentant de $2T$, l'angle φ s'accroisse d'un multiple de 2π, soit $2m_3\pi$; m_1, m_2, m_3 sont des nombres entiers arbitraires. En écrivant que les équations (2), valables pour toutes les valeurs du temps, sont satisfaites pour les valeurs t_0 et $t_0 + 2T$, nous déduisons les deux conditions de périodicité du mouvement

$$m_1\omega_{11} - m_2\omega_{21} = 0, \qquad m_1\omega_{13} + m_2\omega_{23} = m_3\pi,$$

la période $2T$ étant définie par la relation $2T = 2m_1\omega_{12} + 2m_2\omega_{22}$.

Appliquons les résultats classiques de Poincaré à l'étude de la stabilité des solutions périodiques du système d'équations canoniques (1). Soit une solution $\lambda = \lambda(t)$, ... du système (1) telle que le mouvement du point matériel C soit périodique. Considérons cette solution comme solution génératrice et formons les équations aux variations des équations (1) en posant $\lambda = \lambda(t) + \xi_\lambda$, ... Les variables ξ satisfont à six équations différentielles. φ n'est pas une fonction périodique du temps, mais, puisque la fonction hamiltonienne H est indépendante de φ, tous les coefficients des ξ sont des fonctions périodiques du temps de période $2T$. Par conséquent le système d'équations aux variations admettra des solutions particulières qui, dans le cas général, sont de la forme $e^{\alpha t}S$; α étant l'exposant caractéristique et S une fonction périodique du temps de période $2T$. Le système différentiel (1) admet trois intégrales uniformes

$$H = h, \qquad s = g, \qquad p^2(\lambda^2 - 1) + \frac{s^2}{\lambda^2 - 1} - 2(K^2 + K'^2)\lambda - 2\lambda^2 H = \alpha,$$

que nous écrirons, d'après la notation de Poincaré, $F = h$, $F_1 = g$, $F_2 = \alpha$. Les deux crochets de Poisson $[F, F_1]$ et $[F, F_2]$ sont évidemment nuls, et, puisque F_2 est indépendant de φ et que F_1 ne dépend que de la variable s, le troisième crochet $[F_1, F_2]$ est également nul. D'autre part tous les déterminants fonctionnels des intégrales F, F_1, F_2 par rapport à trois variables quelconques choisies parmi les six variables λ, μ, φ, p, q, s ne sont pas nuls à la fois en tous les points de la solution périodique. Les six exposants caractéristiques sont donc nuls et le mouvement est instable.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Le photon dans la théorie quantique du rayonnement.* Note de M. JACQUES YVON.

La notion de photon, qui a rendu de grands services dans l'ancienne théorie quantique, ne paraît pas avoir trouvé place dans la théorie quantique du

rayonnement, telle que l'exposent Fermi ou Heitler. En effet cette dernière théorie, par une analyse en série de Fourier, représente le champ électromagnétique à l'aide de composantes harmoniques stationnaires qui n'ont naturellement aucun sens de propagation. La quantification ultérieure des vibrateurs harmoniques liés à ces composantes ne modifie en rien ce caractère. Il est donc impossible d'associer le photon, projectile lumineux, à ces ondes stationnaires quantifiées. Un abus de langage est commis par les auteurs qui écrivent, par exemple, qu'un photon est absorbé quand le nombre quantique qui caractérise l'état d'un de ces vibrateurs diminue d'une unité. D'autres physiciens emploient un langage plus correct en remplaçant dans ces circonstances le mot photon par le mot quantum.

Je désire montrer ici que la notion de photon peut s'incorporer dans la théorie quantique du rayonnement sans qu'il soit nécessaire d'ajouter à celle-ci aucune hypothèse particulière. Naturellement, aucun des résultats acquis par cette théorie dans les différents domaines de l'optique ne s'en trouve modifié, mais le langage peut devenir ainsi plus logique et plus direct. Passer du quantum au photon dans la théorie quantique du rayonnement équivaut évidemment à passer des ondes stationnaires aux ondes progressives dans la théorie électromagnétique ordinaire.

Pour mettre le photon en évidence dans la théorie quantique du rayonnement, il nous suffira de reprendre le problème de l'absorption du rayonnement par un atome en suivant la technique qui a été utilisée autrefois par Fermi ([1]) et de choisir au moment voulu des notations dont le témoignage sera formel.

Dans son article, Fermi ne se contente pas d'envisager l'action d'un quantum de lumière sur un atome absorbant, il matérialise la source de lumière et met en présence un atome excité et un atome absorbant. Cet état initial donne naissance à un état intermédiaire dans lequel l'atome excité a perdu de l'énergie, cependant qu'un quantum de lumière est apparu. Il existe une infinité d'états intermédiaires possibles, variant suivant les caractéristiques vectorielles du quantum émis. Enfin, dans l'état final, ce quantum est absorbé par le second atome.

Considérons, pour abréger, le cas où les atomes ont seulement chacun un seul électron optique. Le spin et la relativité sont négligés. L'atome, source de lumière, est petit devant la longueur d'onde. Il rayonne très peu, mais par suite émet une lumière presque monochromatique de pulsation ω. Nous appellerons $\vec{P}$ le moment électrique (complexe et élément de matrice) qui correspond à l'émission par cet atome de la pulsation ω. Par absorption l'atome récepteur passe de l'état n $\left[\text{fonction d'onde } \Phi_n(\vec{r})\right]$ à l'état p $\left[\text{fonction d'onde } \Phi_p(\vec{r})\right]$. Sa pulsation de résonance est ω_{np}. Les deux atomes sont situés sur Ox, le premier étant à l'origine.

([1]) FERMI, *Reviews of modern Physics*, 4, 1932, p. 87.

Leur distance moyenne est R. Pour tenir compte de l'interaction entre un électron et le rayonnement, la mécanique ondulatoire introduit l'hamiltonien perturbateur, où $\vec{A}$ est un potentiel vecteur,

$$H = i\,\frac{\varepsilon\hbar}{mc}\,\vec{A}\,\text{grad},$$

qui donne satisfaction dans la plupart des cas. La méthode de variation des constantes, convenablement ajustée, permet alors d'évaluer la probabilité de trouver l'atome absorbant dans l'état p sous la forme $|a|^2$, a étant lui-même donné par une équation différentielle. Lorsque l'onde électromagnétique est donnée, cette équation est

$$(1)\qquad i\hbar\,\frac{da}{dt} = i\,\frac{\varepsilon\hbar}{mc}\,e^{i\omega_{np}t}\int \Phi'_p\,\vec{A}\,\text{grad}\,\Phi_n\,d\tau.$$

Dans le cas du problème plus compliqué traité par Fermi on trouve, lorsque l'on suppose que l'atome émetteur n'avait pas encore rayonné à l'instant $t=0$,

$$(2)\qquad i\hbar\,\frac{da}{dt} = \frac{1}{R}\,\frac{\varepsilon\hbar}{mc^2}\,\omega\,e^{i\omega_{np}t}\int e^{-i\omega\left(t-\frac{x}{c}\right)}\,G\left(t-\frac{x}{c}\right)\Phi'_p\left(P_y\frac{\partial}{\partial y}+P_z\frac{\partial}{\partial z}\right)\Phi_n\,d\tau,$$

$G(t)$ étant une fonction qui est nulle quand la variable est négative et égale à 1 au cas contraire. On met l'équation (2) sous la forme (1) en choisissant un potentiel vecteur approprié. Faisons abstraction, dans l'expression de ce potentiel vecteur, des caractères particuliers de la source. Il prend la forme générale

$$A_x = 0,\qquad A_y = \mathcal{A}_y\,G\,e^{-i\omega\left(t-\frac{x}{c}\right)},\qquad A_z = \mathcal{A}_z\,G\,e^{-i\omega\left(t-\frac{x}{c}\right)};$$

$\mathcal{A}_y$ et $\mathcal{A}_z$ sont des constantes complexes. Il est naturel de dire que ce potentiel vecteur est le potentiel vecteur du champ électromagnétique associé au photon, car il définit une onde plane, monochromatique, progressive, dont l'émission et l'absorption sont quantifiées. Des considérations énergétiques simples permettent ensuite de dire que la probabilité pour le photon de passer, pendant l'intervalle de temps dt, à travers une surface normale dS est

$$\frac{1}{2\pi\hbar c}\,(\mathcal{A}_y^2+\mathcal{A}_z^2)\,G^2\,dt\,dS.$$

Il est remarquable que le potentiel vecteur associé au photon soit complexe. M. L. de Broglie a insisté, à plusieurs reprises et d'abord dans son livre *Matière et Rayonnement*, sur la nécessité de considérer en Mécanique ondulatoire des champs électromagnétiques ayant ce caractère. Nous avons montré ci-dessus que de tels champs sont impliqués par l'actuelle théorie quantique du rayonnement. Conformément à l'idée de M. de Broglie, ce résultat ne s'oppose pas au fait que les champs macroscopiques sont réels, car il disparaît quand la constante de Planck devient négligeable.

RAYONS X. — *Spectres L et niveaux caractéristiques du thallium.* Note de M

Note de M[lle] **Yvette Cauchois**.

En vue de préciser les niveaux caractéristiques du thallium, j'ai fait une analyse complète de ses spectres L d'émission et d'absorption. La technique expérimentale est la même que pour Bi et Pb [1]. L'émission provenait d'une pastille de Tl métallique sertie dans une anticathode de Cu; l'absorption a été faite à travers Tl métallique pulvérulent. Les discontinuités ne présentent pas de raies blanches. Les tableaux ci-dessous rapportent seulement les données qui ont servi au calcul des niveaux. Outre des rectifications numériques importantes, spécialement sur les fréquences d'absorption, mon travail apporte la séparation du doublet $\gamma_4 \gamma'_4$ ($L_I O_{II}$, O_{III}). Comme pour le plomb, je réserve ici momentanément la question des niveaux $N_{VI,VII}$ et O_I et des émissions correspondantes; les raies faibles et satellites ne peuvent non plus trouver place dans cette Note.

Tableau I.

Émission.	λ u.x.	ν/R.	Émission.	λ u.x.	ν/R.
L_I M_{II} β_4...	1037,11	878,66	L_{II} M_I η...	1125,42	809,71
M_{III} β_3...	998,63	912,52	M_{IV} β_1...	1013,14	899,45
M_{IV} β_{10}..	962,00	947,26	N_I γ_5...	893,23	1020,19
M_V β_9...	954,86	954,35	N_{IV} γ_1...	865,80	1052,52
N_{II} γ_2...	846,07	1077,06	O_{IV} γ_6...	842,73	1081,33
N_{III} γ_3...	839,65	1085,30	L_{III} M_I l....	1381,99	659,39
O_{II} γ'_4...	811,45	1123,01	M_{IV} α_2...	1216,33	749,20
O_{III} γ_4...	810,21	1124,73	M_V α_1...	1204,92	756,29
			N_I β_6...	1047,48	869,96
			N_{IV} β_{15}..	1009,97	902,27
			N_V β_2...	1008,29	903,78
			$O_{IV,V}$ β_5..	978,64	931,16

Tableau II.

Absorption.	λ u.x. d'après mesures antérieures rapportées par Siegbahn.	λ u.x.	ν/R.
L_I..........	— ; 805,8; 807,2	806,38	1130,07
L_{II}..........	840; 841,8; 841,9	841,67	1082,69
L_{III}..........	974; 977,9; 977,8	977,33	932,41

Tableau III.

Niveau...	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V
ν/R.....	$6299,_6$	$1130,4_8$	$1082,6_8$	$932,4_1$	$272,9_9$	$251,8_2$	$217,9_6$	$183,2_2$	$176,1_2$

Niveau...	N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	O_{II}	O_{III}	$O_{IV,V}$
ν/R.....	$62,4_7$	$53,4_2$	$45,1_8$	$30,1_5$	$28,6_3$	$7,4_7$	$5,7_5$	$1,2_5$

(1) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 135.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur le spectre continu des rayons β^- émis par le radiovanadium* ${}^{52}_{23}V$. Note de Mlle **Tosiko Yuasa**, transmise par M. Paul Langevin.

L'étude de la radioactivité de ${}^{52}_{23}V$ a déjà donné lieu à quelques travaux. La période de désintégration est $3,9 \pm 0,1$ min. ([1]), la limite supérieure de l'énergie du spectre, déduite des mesures d'absorption du rayonnement β^- émis serait 1,98 MeV ([2]), tandis que l'existence d'une émission de photons est signalée. L'étude du spectre des rayons β^-, ainsi que celle des photons émis, a été reprise par l'auteur en employant la méthode des trajectoires de brouillard de Wilson. Cette méthode, qui n'avait pas encore été employée pour l'étude de la radioactivité de ${}^{52}_{23}V$, permet d'obtenir la forme du spectre continu et une limite supérieure de l'énergie beaucoup plus précise que celle qui a été obtenue par les mesures d'absorption de rayonnement. L'appareil Wilson employé, à grand temps d'efficacité, est du type F. Joliot, et le radiovanadium fut préparé par le cyclotron du Collège de France, la préparation nécessitant une très forte intensité des projectiles neutrons.

Nous avons examiné 855 trajectoires des rayons β^- sur 208 clichés photographiés stéréoscopiquement avec des sources de 24 mg/cm^2 (732 trajectoires) et de 80 mg/cm^2 (123 trajectoires) d'épaisseur de V^2O^5 sur les supports d'aluminium ou de laiton. A l'aide de la source de 24 mg/cm^2, les résultats suivants furent obtenus : le spectre paraît simple; la limite supérieure de l'énergie, par la méthode d'inspection, est $2,65 \pm 0,05$ MeV (d'après l'analyse de Fermi elle est $2,64 \pm 0,04$ MeV); l'énergie la plus probable et l'énergie moyenne sont respectivement $0,90 \pm 0,05$ MeV et 1,1 MeV (voir les figures 1 et 2).

Nous avons observé que l'emploi d'une source épaisse (80 mg/cm^2) déplaçait, comme on devait s'y attendre, le maximum du spectre vers les petites énergies, tandis que la matière du support modifie la forme du spectre d'autant plus que le nombre atomique de la matière qui le constitue est plus élevé. Le spectre de la figure 1 a été obtenu avec les sources d'épaisseur de 24 mg/cm^2 sur un support d'aluminium. On peut déjà admettre que le spectre est peu influencé par ces facteurs. Toutefois des expériences sont en cours en utilisant des sources d'épaisseur beaucoup plus faibles, déposées sur un support léger et mince.

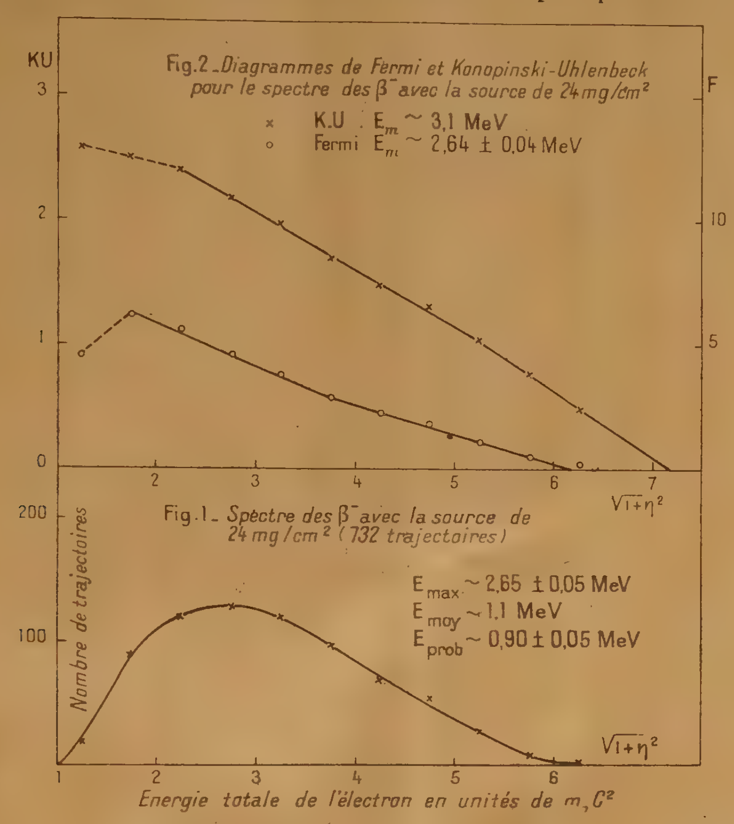
On a observé 8 paires de matérialisation dans le gaz de la chambre de

---

([1]) E. Amaldi, O. d'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, E. Rasetti et E. Segré, *Proc. Roy. Soc. London*, **149**, 1935, p. 522; M. L. Pool, J. M. Cork et R. L. Thoronton, *Phys. Rev.*, **52**, 1937, p. 239; H. Walke, *ibid.* **52**, 1937, p. 777.

([2]) N. Gadzinski, I. Golotzvau et A. Danilenko, *Journ. exp. theor. Phys.*, **10**, 1940, p. 1.

Wilson provenant des rayons γ, dont l'énergie moyenne, d'après le bilan d'énergie, est 1,57 ± 0,10 MeV. Le rapport du nombre des rayons γ au nombre des rayons β⁻ émis par la source nous semble un peu plus élevé que dans le



cas de ${}^{76}_{33}As$ ([3]). Le spectre simple que nous observons correspondrait à la transition par les rayons β⁻ de ${}^{52}_{23}V$ à ${}^{52}_{24}Cr$ excité, et de ${}^{52}_{24}Cr$ excité à ${}^{52}_{24}Cr$ dans l'état fondamental par les rayons γ. Il y aurait approximativement un photon par désintégration β⁻; la transition β⁻ de ${}^{52}_{23}V$ à ${}^{52}_{24}Cr$ dans l'état fondamental directe étant interdite.

On a observé 8 positons issus de la source dont les énergies sont comprises entre 0,15 MeV et 0,97 MeV, l'énergie moyenne étant 0,50 MeV. Une très faible proportion seulement de ces positons peut provenir de ${}^{50}_{23}V$, substance formée par la réaction ${}^{51}_{23}V\,(n, 2n)\,{}^{50}_{23}V$. En effet, dans nos conditions expérimentales, le rapport à l'origine du temps entre celui des positons de ${}^{50}_{23}V$ et le nombre des négatons de ${}^{52}_{23}V$ était de l'ordre de 10^{-3}.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur deux nouvelles synthèses de la quinoléine à partir du benzène et du glycérol.* Note de M. **Léonce Bert**.

On sait que Skraup a obtenu la quinoléine au moyen de l'aniline et du glycérol.

([3]) T. Yuasa, *Journ. de Phys. et Rad.*, 2, 1941, p. 140.

On sait aussi que l'aldéhyde ortho-aminocinnamique donne naissance, par simple déshydratation, à la quinoléine et que c'est par une réaction du même ordre que l'ortho-aminobenzaldéhyde l'engendre également, dans sa condensation avec l'éthanal, sous l'influence de la soude (P. Friedlaender).

Les deux nouvelles synthèses de la quinoléine que nous allons décrire s'apparentent à ces trois genèses classiques. Elles partent en effet du benzène et du glycérol, comme le fit Skraup, mais elles aboutissent à la base cherchée par la voie suivie par P. Friedlaender, l'originalité de notre procédé consistant à préparer les aldéhydes *o*-aminobenzoïque et *o*-aminocinnamique, à l'aide des deux réactifs précités.

1° *Synthèse au moyen de l'ortho-aminobenzaldéhyde.* — On condense le benzène avec le dichloro-1.3-propène, $CH^2Cl.CH:CHCl$ (provenant de la déshydratation de la dichlorhydrine du glycérol), soit directement par réaction de Friedel et Crafts (1), soit indirectement par l'intermédiaire du bromure de phénylmagnésium (2). On obtient ainsi l'ω-chlorallylbenzène $C^6H^5.CH^2.CH:CHCl$, que l'on nitre par le mélange sulfonitrique (SO^4H^2 à 66° Bé, 3 parties + NO^3H à 44° Bé, 2 parties). On n'emploie que la moitié de l'agent de nitration nécessaire pour mononitrer; on ne l'ajoute que très lentement à l'ω-chlorallylbenzène maintenu à —10° et l'on agite aussi bien que possible. Avec ces précautions, l'ω-chlorallylbenzène se nitre comme le toluène, en donnant un mélange des dérivés nitrés ortho et para qu'on ne peut séparer par distillation fractionnée. Le mélange, chauffé avec un excès de KOH et d'un alcool ROH quelconque (pratiquement CH^3OH, C^2H^5OH ou *n*-C^4H^9OH), fournit l'éther oxyde mixte d'alcoyle et d'*o*- et *p*-nitrocinnamyle $C^6H^4\langle{}^{CH:CH.CH^2.O.R}_{NO^2}$ que l'on coupe en aldéhydes *o*- et *p*-nitrobenzoïques (3), séparables par entraînement à la vapeur ou au moyen de leurs combinaisons bisulfitiques. (On peut aussi transformer d'abord l'ω-chlorallylbenzène en l'éther mixte précédent que l'on nitre préférentiellement en ortho par le mélange NO^3H fumant-anhydride acétique.) L'aldéhyde *o*-nitrobenzoïque, obtenu de l'une ou l'autre façon, est réduit en aldéhyde *o*-aminobenzoïque par le sulfate ferreux ammoniacal et changé enfin en quinoléine suivant les prescriptions de P. Friedlaender.

2° *Synthèse au moyen de l'aldéhyde o-aminocinnamique.* — Le mélange de dérivés *o*- et *p*-nitrés de l'ω-chlorallylbenzène du 1° est réduit par Fe + ClH en les amines correspondantes, assez faciles à séparer. L'*o*-amino-ω-chlorallylbenzène, chauffé avec un excès de KOH et d'un alcool ROH quelconque, se change en éther oxyde mixte d'alcoyle et d'*o*-aminocinnamyle

$$C^6H^4\langle{}^{CH:CH.CH^2.O.R\ (1)}_{NH^2\ (2)},$$

(1) P. Bert, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 619.
(2) L. Bert, *ibid.*, **180**, 1925, p. 1504.
(3) L. Bert, *ibid.*, **215**, 1942, p. 000.

lequel, chauffé en autoclave avec un excès de ClH à 22° Bé, passe à l'état de chlorhydrate de chlorure d'o-aminostyryle

$$C^6H^4\left\langle\begin{matrix}CH:CH.CH^2Cl\ (1)\\ NH^2.ClH\ (2)\end{matrix}\right.$$

que l'ébullition avec la quantité équimoléculaire d'hexaméthylène tétramine, en milieu hydroalcoolique, transforme en chlorhydrate d'aldéhyde o-aminocinnamique ([4]) qui fournit aisément la quinoléine.

Nos deux synthèses de la quinoléine, au moyen du benzène et du glycérol, confirment clairement la constitution de cette base. Elles permettent d'en préparer, *mutatis mutandis*, un grand nombre de dérivés de substitution dans son noyau benzénique.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les antimoniocitrates alcalins.* Note ([1]) de MM. **Yves Volmar** et **Georges Geottelmann**.

Les règles énoncées par MM. Volmar et Duquénois ([2]) laissaient prévoir que l'acide citrique, α-oxyacide tertiaire, renfermant deux autres carboxyles, doit donner facilement avec $Sb(OH)^3$ un émétique d'une grande stabilité. Ce complexe antimoniocitrique a d'ailleurs été signalé par Prentice et Harrisson ([3]) et par Duquénois ([4]).

Reprenant la technique indiquée par MM. Volmar et Betz ([5]), nous avons étudié la fixation de $Sb(OH)^3$ sur l'acide citrique en fonction de sa salification, et nous avons obtenu, pour des concentrations suffisamment élevées d'acide et de sel alcalin, une courbe présentant deux maxima au lieu d'un, l'un normal correspondant à un mélange équimoléculaire d'acide citrique et de citrate neutre, l'autre anormal correspondant à un mélange de cinq molécules d'acide et une molécule de sel neutre.

Nous plaçant dans les conditions opératoires, indiquées par ces maxima, nous avons pu isoler :

1° Avec l'acide citrique 1/6 salifié, les antimoniocitrates monopotassique, monosodique et monoammonique, cristallisant en rhomboèdres, et correspondant à la formule générale

$$\begin{matrix}COOH-CH^2\\ COOH-CH^2\end{matrix}\!\!>C\left\langle\begin{matrix}O\diagdown\\ COOM\end{matrix}\right.\!\!Sb\left\langle\begin{matrix}O\\ OCO\end{matrix}\right\rangle C\left\langle\begin{matrix}CH^2-COOH\\ CH^2-COOH\end{matrix}\right. + H^2O,$$

([4]) L. Bert et P.-Ch. Dorier, *ibid.*, **191**, 1930, p. 332.

([1]) Séance du 13 avril 1942.

([2]) *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 599.

([3]) *Chem. Soc.*, **67**, 1895, p. 1030.

([4]) *Thèse Doctorat Paris*, Strasbourg, 1935.

([5]) *Comptes rendus*, **196**, 1932, p. 355.

ou, en adoptant la formule de complexe, conforme à la théorie de Wagner, préconisé par Duquénois ([4]) et Reihlen ([6]), la coordinence de l'antimoine étant 4,

$$\left[\begin{array}{l} COOH-CH^2 \\ COOH-CH^2 \end{array} \!\!>\!\! C \!\!<\!\! \begin{array}{l} O \\ COO \end{array} \!\!>\!\! \begin{array}{c} Sb \\ \vdots \\ OH^2 \end{array} \!\!<\!\! \begin{array}{l} O \\ OCO \end{array} \!\!>\!\! C \!\!<\!\! \begin{array}{l} CH^2-COOH \\ CH^2-COOH \end{array}\right] M_+$$

2° Avec l'acide citrique à demi salifié, les antimoniocitrates tripotassique, trisodique et triammonique, cristallisant en aiguilles prismatiques et qui peuvent être considérés comme les sels des précédents :

$$\begin{array}{l} COOH-CH^2 \\ COOM-CH^2 \end{array} \!\!>\!\! C \!\!<\!\! \begin{array}{l} O \\ COOM \end{array} \!\!>\!\! Sb \!\!<\!\! \begin{array}{l} O \\ OCO \end{array} \!\!>\!\! C \!\!<\!\! \begin{array}{l} CH^2-COOH \\ CH^2-COOM \end{array} + H^2O$$

ou

$$\left[\begin{array}{l} COOH-CH^2 \\ COOM-CH^2 \end{array} \!\!>\!\! C \!\!<\!\! \begin{array}{l} O \\ COO \end{array} \!\!>\!\! \begin{array}{c} Sb \\ \vdots \\ OH^2 \end{array} \!\!<\!\! \begin{array}{l} O \\ OCO \end{array} \!\!>\!\! C \!\!<\!\! \begin{array}{l} CH^2-COOH \\ CH^2-COOM \end{array}\right] M_+$$

3° Malgré tous nos efforts, nous n'avons jamais pu obtenir d'antimoniocitrates dialcalins, ce qui tend à montrer l'existence d'une certaine symétrie dans la molécule du complexe, les deux carboxyles salifiés contenus dans l'anion appartenant à deux molécules différentes de citrates.

Tous ces antimoniocitrates sont très stables; ils sont très solubles dans l'eau, à laquelle ils communiquent une réaction acide, et très peu dans l'acétone, l'alcool et les autres dissolvants organiques; leurs solutions aqueuses peuvent être chauffées à l'ébullition ou même à l'autoclave à 110° sans s'hydroliser, l'antimoine y est dissimulé à ses réactifs et ne précipite pas immédiatement par H^2S; par contre, les acides minéraux et les alcalis les décomposent avec formation de $Sb(OH)^3$; ils sont très facilement dissociés par la lumière ultraviolette avec mise en liberté d'antimoine.

Pour expliquer le maximum de fixation anormal de $Sb(OH)^3$ par l'acide citrique 1/6 salifié et l'existence des antimoniocitrates correspondants, il nous faut admettre, conformément aux lois énoncées par Duquénois ([4]) pour la formation des émétiques et vérifiées dans tous les cas étudiés, que l'acide citrique pour un groupe α-oxyacide renferme six oxhydryles, ce qui implique que le carboxyle actif y agit sous la forme de carbérine $-C\!\!\begin{array}{l} \diagup OH \\ -OH \\ \diagdown OH \end{array}$.

([6]) *Lieb. Ann.*, 487, 1931, p. 213.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'isothioindigo.*
Note de M. **Paul Chovin**, présentée par M. Marcel Delépine.

Alors que les deux isomères de l'indigo, l'indirubine et l'isoindigo, sont connus, il n'a été décrit, dans la série du thioindigo, que la thioindirubine. Or à la synthèse de *l'isothioindigo* se rattache le problème de la couleur de ce composé, couleur qui devrait être moins profonde que celle du thioindigo si l'on compare l'indigo, qui est bleu, à l'isoindigo, qui est rouge. Au demeurant, le problème de la couleur de l'indigo est à nouveau d'actualité, à en juger par les publications récentes consacrées au sujet. Toute information nouvelle dans ce domaine est donc de nature à jeter quelque lumière là où règne encore une troublante incertitude.

Parmi les voies classiques qui devraient permettre d'aboutir à l'isothioindigo (IV), il faut ranger, en première place, la condensation du β.*p*-diméthylaminoanile (I) ou du β-anile (II) de la thionaphtènequinone avec l'α-hydroyxthionaphtène (III) (forme cétonique) :

=N—R + H² O: → O: O: + H²N—R.
S S S S

(I) : $R = C^6H^4—N(CH^3)^2$ (III) (IV)
(II) : $R = C^6H^5$

H H
OH HO :O O:
S S S S
(V) (VI)

Or la réaction qui devrait conduire aux aniles en question (par action de la *p*-nitrosodiméthylaniline ou du nitrosobenzène sur l'α-hydroxythionaphtène) prend un tour anormal : les deux dérivés nitrosés agissent comme oxydants doux, et il se forme, au lieu des aniles attendus, un corps blanc (Rdt 75 %) dont la composition répond à la formule du *leuco-isothioindigo* [(V) ou (VI)]. Recristallisé du chloroforme, il fond à 260° en se décomposant [1]. Tous les essais en vue de passer du leuco à l'isothioindigo lui-même ont échoué : tout au plus se forme-t-il une résine violette incristallisable.

---

(1) Tous les points de fusion indiqués dans cette Note sont les points de fusion instantanés au bloc d'or (Dufraisse et Chovin, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **1**, 1934, p. 779). Pour les corps qui se décomposent avant de fondre, cette méthode donne des chiffres plus élevés et auxquels il faut accorder plus de crédit qu'à ceux que donnent les méthodes aux bains d'acide ou de mercure.

Une autre méthode d'obtention possible de l'isothioindigo consiste à oxyder directement l'α-hydroxythionaphtène. Ch. Marschalk [2] a indiqué comme oxydants dans des cas analogues (phtaloylisooxindigos), soit le chlorure de soufre, soit le chlorure de thionyle. J'ai appliqué, avec de bons résultats, ce procédé à d'autres matières premières : ainsi avec le chlorure de soufre, l'oxindol m'a donné l'isoindigo (Rdt 90 % ; F 398°); la β-coumaranone, l'oxindigo (Rdt 50 % ; F 336°) et enfin, le β-hydroxythionaphtène, le thioindigo (Rdt 75 % ; F 359°). Mais, justement dans le cas de l'α-hydroxythionaphtène, il ne se forme qu'une résine violette incristallisable, aussi bien avec le chlorure de soufre qu'avec le chlorure de thionyle. Il en est de même si l'on s'adresse au chlorure ferrique.

Le passage de l'α-hydroxythionaphtène à l'isothioindigo n'a pu être réalisé qu'à l'aide du bioxyde de sélénium, en effectuant la réaction dans l'alcool à 0° (Rdt 35 %). On connaît peu d'exemples où SeO^2 provoque de telles condensations; cependant le β-hydroxythionaphtène donne, dans les mêmes conditions, le thioindigo. De plus, il a été signalé [3] que la phényl.1-méthyl.3-pyrazolone subit une condensation analogue et se transforme en bleu de pyrazol lorsqu'on l'oxyde par SeO^2 au sein de l'acide acétique.

L'isothioindigo se présente en cristaux violet noir (F 224° décomp.). Il est très soluble dans le chloroforme, moyennement dans le benzène, insoluble dans l'alcool. Ses solutions dans le benzène et le chloroforme sont violettes. Ainsi, ce composé a une couleur plus profonde que son isomère, le thioindigo. Dans cette série, contrairement à toute attente, l'ordre d'élévation de la teinte est donc inverse de celui de la série de l'indigo.

MINÉRALOGIE. — *Sur un nouveau type de stichtite trouvée dans le massif de serpentines de Bou-Oufroh, Maroc.* Note de Mlle **Simonne Caillère**.

En 1934 R. Frey et J. Burghelle ont étudié la composition chimique d'un produit rose trouvé dans les serpentines de Bou-Oufroh (R. Frey et J. Burghelle, *Ann. de Chimie Analytique*, 15 février 1934), mais ils ne l'ont rapporté à aucune espèce connue. J'ai repris l'examen minéralogique complet de cette substance et j'ai pu l'identifier à la *stichtite*, hydrocarbonate de chrome et de magnésie décrit par W. E. Petterd [1] à Dundas en Tasmanie et signalé depuis au Transvaal (A. L. Hall, *Transaction of Geol. Soc. of South Africa*, 1922, p. 182) et au Canada [2].

Macroscopiquement le minéral étudié est d'un rose violacé très pâle; il est

(2) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 9, 1942, p. 691.

(3) H. Ohle et G. A. Melkonian, *Ber. d. chem. Ges.*, 74, 1941, p. 398.

(1) W. F. Petterd, *Catalogue of the Minerals of Tasmania*, 1910, p. 167.

(2) Poitevin et Graham, *Geol. Survey Canada Museum Bull.*, 27-29, 1918.

onctueux au toucher et forme des lamelles soyeuses, rayées facilement à l'ongle. Examiné en lame mince, il paraît d'un jaune très légèrement rosé et se trouve au milieu d'une serpentine peu biréfringente présentant une belle structure maillée. Cette stichtite est parcourue par un réseau de veinules d'un minéral pseudopolychroïque qui la divise en plages grossièrement carrées, formées par des fibres très fines, pliées et enroulées. Celles-ci semblent se substituer à des grains cubiques de chromite entièrement disparus. Le minéral pseudopolychroïque a les caractères d'un carbonate; sa réfringence et sa biréfringence sont celles de la giobertite. La stichtite est faiblement polychroïque; elle a une extinction droite, un allongement positif, une biréfringence élevée. Ses indices de réfraction, mesurés par la méthode d'immersion, ont pour valeur $n'_g = 1{,}562$, $n'_p = 1{,}543$. L'étude chimique de la partie soluble dans HCl froid et dilué au 1/10, a donné les résultats figurant dans les lignes I et II du tableau ci-dessous. Ceux-ci représentent la composition chimique du minéral étudié, l'antigorite et la giobertite étant insolubles dans les acides froids et dilués. Ces résultats obtenus par R. Frey et J. Burghelle m'ont été communiqués en mai 1934 par ces auteurs, mais n'ont pas été publiés jusqu'ici. La ligne III du tableau contient les résultats obtenus par A. J. Werley avec la stichtite du gisement originel.

	CO^2.	FeO.	Fe^2O^3.	Al^2O^3.	Cr^2O^3.	MgO.	H^2O^+.
I.........	7,86	0,31	13,90	2,08	6,19	37,34	32,52
II.........	8,50	0,16	14,18	2,06	4,92	38,26	31,92
III	7,2	—	9,0	—	11,5	36,0	36,1

La composition du minéral étudié peut donc être représentée par la formule $2CO^2, 9MgO, (Fe.Cr)^2O^3, 18H^2O$, peu différente de celle déduite de l'analyse de la stichtite typique de Tasmanie $2CO^2$, $9MgO$, Cr^2O^3, $20H^2O$. La seule différence réside dans la teneur en eau. Or l'analyse faite par A. J. Wesley n'indique que la quantité globale d'eau et ne fait pas état de l'eau hygroscopique. On peut donc conclure que la composition du minéral de Bou-Oufroh est bien celle d'une stichtite.

L'étude thermique, avec le dispositif différentiel de Saladin-Le Chatelier, met en évidence une courbe présentant, outre les inflexions caractéristiques de l'antigorite, deux crochets endothermiques vers 200° et vers 440°. Les mêmes inflexions caractérisent les courbes des minéraux de Tasmanie et du Transvaal. De plus les diagrammes de Debye et Sherrer, obtenus avec le minéral de Bou-Oufroh, renferment exactement les mêmes raies que ceux des stichtites précédemment décrites.

Toutes ces données montrent que le minéral marocain appartient au groupe de la stichtite, mais qu'il en constitue une variété ferrifère. Cette teneur en fer explique en particulier sa couleur beaucoup plus pâle que celle de la stichtite du Transvaal. Enfin, par sa composition chimique, le minéral de Bou-Oufroh

paraît constituer, dans le groupe de la stichtite, un terme de passage à des hydrocarbonates magnésiens purement ferrifères : la brugnatellite et la pyroaurite.

GÉOLOGIE. — *Essai de chronologie du Quaternaire ancien.*
Note de M. **Franck Bourdier**, présentée par M. Charles Jacob.

Dans une chronologie d'ensemble du Quaternaire français, je vais essayer d'intégrer quelques observations nouvelles, pour lesquelles la collaboration de deux spécialistes, MM. J. Favre et Lemée, me fut particulièrement précieuse.

Les sondages des environs de Berlin (1) prouvent qu'il y eut trois glaciations auxquelles correspondent probablement, en Bas-Dauphiné, trois types de dépôts morainiques caractérisés par des différences d'altération superficielle (2); nous conviendrons, avec A. Penck, de rapporter ces trois types de moraines au Mindel, au Riss et au Wurm, les interglaciaires étant dénommés Post-Riss, Post-Mindel et Post-Wurm.

Le Pré-Mindel semble représenté par les alluvions d'Abbeville (Porte du Bois), de Saint-Acheul (Carrières Bultel et de la rue du Comte-Raoul), de Montreuil, près de Paris, et de Strasbourg-Achenheim. Leur faune de Mammifères garde un caractère archaïque, rappelant le Pliocène, avec *Rhinoceros etruscus*, *Elephas meridionalis* etc. (3). Par contre ces alluvions ne contiennent aucun des Mollusques caractéristiques du Pliocène d'Hauterives (Drôme); les espèces malacologiques actuellement disparues y sont rares (*Pupa poltavica* à Saint-Acheul, *Lartetia belgrandi* à Montreuil etc.); les espèces de nos régions méditerranéennes manquent, mais on y trouve quelques formes vivant actuellement dans les régions nordiques, comme *Bithinia troscheli* et *Valvata naticina*, cette dernière à Montreuil (détermination inédite de M. J. Favre, d'après des matériaux du Museum de Lyon). Dans le domaine marin, notons que la faune *sicilienne* présente, elle aussi, une prédominance des espèces actuelles tempérées, dont quelques-unes des mers froides.

Les industries préhistoriques, qui sont la caractéristique du Quaternaire, apparaissent dans les alluvions à faune archaïque d'Abbeville (Pré-Chelléen de Commont = Abbevillien de Breuil) et de Montreuil (4).

---

(1) Voir M. Gignoux, *Géologie stratigraphique*, 2e édition.

(2) F. Bourdier, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 530.

(3) Sur Abbeville et Saint-Acheul, voir H. Breuil, *L'Anthropologie*, 49, no 1-2, p. 14, Breuil, Aufrère et Bowler-Kelley, *Comptes rendus*, 208, 1939, pp. 1037 et 1598; 209, 1939, p. 56. Sur la faune archaïque de Montreuil, détruite pendant la Commune, voir la thèse injustement méconnue de Roujou, *Étude sur les terrains quaternaires du Bassin de Paris* (1873). Sur l'Alsace, voir Franc de Ferrière, *Contribution à l'étude des formations quaternaires de la plaine d'Alsace* (*Thèse*, Strasbourg, 1937); P. Wernert, *Bull. Ass. Philomathique d'Alsace*, 8, iv, 1937, p. 363.

(4) Ameghino, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 3e série, 9, 1881, p. 254.

Le Mindel semble représenté de façon certaine, dans les Alpes françaises, par les moraines que j'ai découvertes à Tourdan, dans la Bièvre-Valloire ([2]). On pourrait peut-être dater du Mindel : 1° les sables *aigres* de Saint-Acheul, interstratifiés, semble-t-il, avec des gravats de solifluxion; 2° les alluvions de *Chez-Prévot* près de Jarnac-Charente ([2]), contenant de petits blocs anguleux de granit, transportés probablement par des glaçons; 3° la marne soliflué qui a fourni du Renne et recouvre les alluvions rhénanes à Achenheim.

L'industrie préhistorique trouvée dans les sables *aigres* de Saint-Acheul et dans les alluvions de *Chez-Prévot* correspond à l'Acheuléen inférieur. A *Chez-Prévot* j'ai découvert également une industrie abbevilienne, mais très érodée et patinée en marron; elle doit provenir d'un dépôt plus ancien remanié dans les alluvions.

Le Post-Mindel. — La durée considérable du Post-Mindel est prouvée par la profonde décalcification (de l'ordre du mètre) des moraines de Tourdan. Cette décalcification a donné naissance à une argile d'un rouge violacé intense qui rappelle nos sols méditerranéens et pourrait indiquer un climat plus chaud que l'actuel ([2]). Une photographie inédite de V. Commont (coll. de Lamothe, Université de Grenoble) montre une altération tout à fait comparable aux alluvions de Saint-Acheul (niveau de la carrière Bultel et Tellier); signalons aussi le *vrai diluvium rouge* décrit par Roujou aux environs de Paris et la rubéfaction des alluvions de *Chez-Prévot* (H. Breuil). A Achenheim, d'après J. Franc de Ferrière, les anciens sols situés au-dessus de la marne avec Renne indiqueraient également un climat très humide et chaud, devenant plus continental (limon lœssoïde), puis de nouveau humide et chaud. La flore et les Mollusques des tufs de la Celle-sous-Moret évoquent aussi un climat chaud, comme la faune marine à Strombes de la Méditerranée.

Les tufs de la Celle ont fourni, à leur partie supérieure, de l'Acheuléen très évolué (Micoquien?), et les *sables roux* de Saint-Acheul contiennent l'industrie dite de l'atelier Commont.

Dans la vallée du Rhône, j'ai repris l'étude d'un curieux lœss calcaire qui recouvre les plateaux pliocènes des environs de Lyon et de Saint-Vallier (La Croix-Thoré et Bogy) et dans lequel des concrétionnements ont formé un véritable banc de calcaire compact pouvant atteindre près de 1^m d'épaisseur. A la Croix-Thoré, ce lœss a fourni *Equus stenonis* et *Hyæna* cf. *perrieri* (déterminations de L. Doncieux). A Bogy, j'y ai découvert des moules internes de Mollusques étudiés par M. Favre; parmi quelques espèces tempérées banales, deux espèces méditerranéennes, *Zonites algirus* et *Rumina decollata*, semblent indiquer un climat plus chaud que l'actuel et tendraient à nous faire classer ce lœss dans le Post-Mindel (cf. Mollusques de la Celle et limon lœssoïde d'Achenheim). Au contraire, la faune de Mammifères de ce dépôt, dont je compte reprendre l'étude avec M. Viret, tendrait à le faire remonter au Pré-Mindel. Ce lœss pourrait être contemporain du lœss dit Pré-Chelléen de

V. Commont, non décrit par l'auteur et qu'il faut peut-être assimiler au limon blanc à *Pupa* de la ferme de Grâce à Montières (Somme). Les recherches sur les lœss très anciens ne font que commencer et leurs résultats sont encore bien hypothétiques.

BIOLOGIE. — *La corrélation entre la lenteur du développement chez l'Homme et l'étonnante vitalité de son cerveau.* Note [1] de M. **Émile Devaux**, présentée par M. Louis Bouvier.

Une caractéristique essentielle de l'espèce humaine est la lenteur extraordinaire du développement de ses organes. Cette notion est actuellement admise par la plupart des biologistes, mais il y a plus de 20 ans que nous l'avons proclamée, et depuis, à diverses reprises, nous en avons souligné l'importance (*Rev. gén. des Sc.*, 15 mai 1921; 15 septembre 1923; 23 avril 1924; 15 mars 1931; 15 mars 1935).

A ce titre, il existe une grande différence entre les Anthropoïdes et l'Homme, spécialement au point de vue du cerveau. Chez l'Anthropoïde, le cerveau a complètement cessé son développement dès l'âge de 6 ans, tandis que chez l'Homme, il continue à augmenter de poids jusqu'à 30 et 40 ans et au delà [2]. Or cette différence apparaît dès la première année, comme le montre la vie immédiatement active du petit singe, faisant contraste avec la vie quasi végétative du petit humain. Le cerveau du premier est arrivé à son plein fonctionnement, alors que celui du second est encore en pleine phase de formation. Voici ce qui nous donne à penser qu'il en est ainsi.

L'augmentation de poids du cerveau humain, qui est de 6 à 700^g pendant la première année, ne peut être exclusivement attribuée à l'agrandissement de taille des cellules cérébrales existant à la naissance, car celles-ci atteindraient-elles, pendant cette période, leur taille définitive (que les anthropoïdes mettent 6 à 7 ans à atteindre), elles ne feraient passer le poids initial du cerveau que du simple au double, tandis qu'il y a triplement. Dès lors ce triplement de poids de son cerveau n'est explicable que par une multiplication proprement dite, une hyperplasie massive des neuroblastes, qui persisterait au delà de la naissance.

Cette interprétation est appuyée sur des observations positives de la multiplication des neuroblastes après la naissance de l'enfant humain, du moins en certaines régions, comme l'a démontré depuis longtemps Ch. Minot : « On les voit très bien, en particulier à la surface du cervelet de l'enfant nouveau-né, où ils forment, dit l'auteur (p. 187), une couche distincte bien connue de tous ceux qui sont initiés à la structure du cerveau. Toutes se déplacent, soit en

---

(1) Séance du 1er mai 1942.

(2) H. Roger, *Presse médicale*, 14 février 1942.

surface, soit en profondeur, et constituent des provisions de cellules nerveuses, à l'état embryonnaire. Ce n'est que tardivement qu'elles se différencieraient en cellules fonctionnelles et cesseraient d'être multipliables ([3]). »

Mais cessent-elles vraiment toutes d'être multipliables, ne subsisterait-il pas, à tout âge, des cellules embryonnaires dans l'encéphale humain puisque cet encéphale continue encore à se développer 20 ans après l'âge adulte (H. Roger).

On sait que de nombreux aphasiques, même vieux, guérissent, un nouveau centre du langage se constituant dans la troisième circonvolution droite. Peut-on admettre qu'une substitution fonctionnelle si importante soit le fait de vieilles cellules spécialisées depuis 60 ans et plus dans une fonction particulière? C'est invraisemblable.

Tout s'explique sans peine, au contraire, si des neuroblastes embryonnaires ont subsisté dans le cerveau. Ce sont eux alors qui réapprendraient à parler, comme l'avaient fait au début les neuroblastes du tout petit enfant. Ce sont eux aussi qui entretiendraient la persistance étonnante de la vitalité et de l'activité du cerveau chez beaucoup de vieillards. Quoique la grande masse des cellules de ces cerveaux âgés soit certainement constituée par des cellules vieillies, comme c'est la règle pour tous les éléments des organismes séniles, *il subsisterait dans cette masse des foyers de réparation, grâce à l'existence dès le début et à la persistance de neuroblastes non différenciés, entretenant un blastème réparateur*.

C'est grâce à eux, évidemment, que de nombreux octogénaires conservent toutes leurs facultés intellectuelles, comme nous en connaissons tant d'exemples, entre autres, parmi les récents, le botaniste de Vries (87 ans), les physiologistes Charles Richet (85 ans) et J.-A. d'Arsonval (90 ans), le géomètre Émile Picard (85 ans) et *tutti quanti*.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur le dosage de la bilirubine dans les sérums sanguins*. Note de Mme **Madeleine Roy** et M. **Augustin Boutaric**, présentée par M. Charles Achard.

La bilirubine possédant un spectre d'absorption caractéristique dans la région bleue violette du spectre, nous nous sommes demandé si l'on ne pourrait pas utiliser ses propriétés absorbantes pour la détermination de la concentration en bilirubine dans le sérum.

Pour cela, nous avons déterminé tout d'abord à l'aide du spectrophotomètre de Jobin et Yvon à mesure visuelle, le spectre d'adsorption de solutions de bilirubine de diverses concentrations ayant un coefficient pH très voisin

---

([3]) *The problem of age, growth and death*, New-York et Londres, 1908.

de celui du sérum. La bilirubine était dissoute dans une solution de soude ($31^{cm^3},76$ N/80) à laquelle on ajoutait rapidement : 2^g de sérumalbumine préparée par la méthode de l'acétone à froid de M. Piettre, 25^{cm^3} d'une solution d'acide borique et de chlorure de potassium M/5, le volume du mélange étant complété à 100^{cm^3} avec de l'eau distillée. La sérumalbumine servait à la fois de colloïde protecteur destiné à empêcher la floculation de la bilirubine par l'acide borique et d'agent de stabilisation ayant pour effet de supprimer l'oxydation de la bilirubine, qui est très rapide en milieu alcalin en l'absence d'un inhibiteur approprié ([1]). Le coefficient pH de la solution ainsi réalisée était voisin de 7,5. En la diluant avec une liqueur ayant la même composition en soude, sérumalbumine, acide borique et chlorure de potassium (mais ne contenant pas de bilirubine), on obtenait des solutions de concentrations de plus en plus faibles en bilirubine, mais dont les milieux solvants avaient même pH et même composition.

Le tableau suivant donne les densités optiques δ relatives à un certain nombre de longueurs d'onde pour des solutions renfermant 100, 50, 20, 10 et 5^{mg} de bilirubine par litre.

	Milligrammes de bilirubine par litre.				
λ.	100.	50.	20.	10.	5.
430.......	1,19	0,94	0,79	0,62	0,29
440.......	1,40	1,08	0,96	0,81	0,49
450.......	1,49	1,24	1,12	0,84	0,51
460.......	1,55	1,33	1,22	0,96	0,56
470.......	1,72	1,44	1,32	0,97	0,57
480.......	1,88	1,69	1,40	0,95	0,56
490.......	2,03	1,75	1,19	0,67	0,36
500.......	1,87	1,45	0,72	0,42	0,22

Ces mesures montrent que les solutions de bilirubine ne suivent pas la loi de Beer, même d'une façon approchée, ce qui constitue une difficulté pour déduire la teneur en bilirubine d'un sérum de mesures spectrophotométriques ([2]). Cependant, si l'on trace les courbes qui représentent, pour les diverses longueurs d'onde examinées entre $\lambda\,440\,m\mu$ et $\lambda\,490\,m\mu$, la variation de δ en fonction de c, on obtient une série de courbes permettant de déterminer la teneur approchée d'un sérum en bilirubine. Ayant mesuré pour le sérum les densités optiques relatives aux longueurs d'onde précédentes, il suffit de relever sur les courbes correspondantes du graphique, les abscisses qui correspondent à ces densités optiques. On obtient une série de valeurs de la concentration c, toujours assez voisines les unes des autres, dont la moyenne fournit une évaluation approchée de la teneur en bilirubine du sérum examiné.

Voici, pour deux sérums A et B pris au hasard parmi de très nombreux

(1) A. Boutaric et M. Roy, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 1021.

(2) M. Roy et A. Boutaric, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 189

sérums étudiés, les densités optiques δ relatives à diverses longueurs d'onde et les concentrations c en bilirubine déduites de ces mesures par la méthode précédente.

λ	440.	450.	460.	470.	480.	490.
δ(A)	0,68	0,75	0,89	0,89	0,89	0,72
c(A)	8,5	9,0	9,5	9,5	9,5	11,0
δ(B)	0,59	0,64	0,66	0,66	0,65	0,49
c(B)	8,5	7,0	6,0	6,0	6,0	8,0

En prenant la moyenne des valeurs de c on trouve comme teneur en bilirubine $9^{mg},5$ par litre pour le sérum A et $6^{mg},9$ par litre pour le sérum B.

PHARMACOLOGIE. — *Amphomimétisme de l'acétylcholine. Recherches sur la membrane nictitante du Chat.* Note de MM. **Daniel Danielopolu** et **Ion Marcu**, présentée par M. Charles Achard.

Nous avons démontré par de nombreuses expériences que l'acétylcholine n'est pas parasympathomimétique, mais amphomimétique. Les expériences dont nous donnons les résultats plus bas en sont de nouvelles preuves.

Expérience 1. — Chat 1700^{g}, surrénalectomisé et anesthésié au luminal. Section du sympathique cervical. Nous inscrivons la pression et les contractions de la membrane nictitante. Injection de 1^{mg} d'ésérine et ensuite d'atropine.

L'acétylcholine (1^{mg}) produit une hypertension et une contraction de la membrane nictitante.

L'acétylcholine est amphomimétique. L'atropine empêche son action parasympathomimétique, ne restant intacte que l'action sympathomimétique, qui produit l'hypertension et la contraction de la membrane nictitante.

Expérience 2. — Chat, surrénalectomisé et anesthésié au dial. Sympathicotomie cervicale, cocaïnisation (pour sensibiliser l'animal à l'adrénaline), atropine (pour empêcher toute action parasympathomimétique); l'adrénaline associée à l'acétylcholine produisent une hypertension et une contraction de la membrane nictitante beaucoup plus intenses que la même dose d'adrénaline sans acétylcholine.

L'acétylcholine est amphomimétique. Après l'atropine, qui empêche son action parasympathomimétique, elle est exclusivement sympathomimétique. Cette action s'ajoute à l'action sympathomimétique de l'adrénaline et renforce l'action hypertensive et contracturante de la membrane nictitante de cette dernière substance.

Expérience 3. — Chat 2200^{g}, surrénalectomisé. Après atropine, l'acétylcholine produit une contraction de la membrane nictitante (par son action sympathomimétique). L'action parasympathomimétique a été empêchée par l'atropine. La cocaïne sensibilise la membrane nictitante à l'action sympathomimétique de l'acétylcholine.

Amphomimétisme de l'acétylcholine. — Voici les résultats de nos recherches antérieures et de celles contenues dans cette Note, qui prouvent l'amphomimétisme de l'acétylcholine.

a. L'acéthylcholine est vasodilatatrice. Après l'atropine, qui empêche l'action de sens parasympathique, elle devient vasoconstrictrice.

b. Chez l'animal atropinisé, l'acétylcholine produit une contraction de la membrane nictitante.

c. L'acétylcholine renforce l'action sympathomimétique de l'adrénaline. Chez l'animal atropinisé, où toute action parasympathomimétique est empêchée, le phénomène est très évident.

d. La cocaïne, dont nous connaissons l'action sensibilisante pour le sympathique, sensibilise aussi pour l'action sympathomimétique de l'acétylcholine.

e. Sur le cœur, les vaisseaux de la circulation générale, le corps de l'estomac, les petites doses d'ésérine ont une action amphomimétique prédominant dans le sens parasympathique, et les grandes doses ont une action amphomimétique prédominant dans le sens sympathique.

f. A petites doses l'ésérine augmente le tonus du muscle squelettique; à grandes doses elle le diminue.

g. Une dose d'ésérine qui augmente le tonus du muscle squelettique le diminue au contraire après l'adrénaline.

Dans des recherches antérieures, nous avons démontré que l'adrénaline est amphomimétique. Les recherches présentes démontrent l'amphomimétisme de l'acétylcholine.

L'antagonisme de ces deux substances s'explique par la prédominance dans le sens sympathique ou parasympathique. C'est par conséquent un *antagonisme de prédominances*.

Pour les deux substances, l'amphomimétisme prédomine dans le sens sympathique ou parasympathique, selon la *dose* employée. Nous avons démontré pour l'adrénaline et la sympathine que cette prédominance dépend aussi du *tonus* de l'organe. Il en est probablement de même pour l'acétylcholine.

A 15h40m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h45m.

A. Lx.